

**SPEKTROSKOPISCHE UNTERSUCHUNG DES
BEDECKUNGSVERÄNDERLICHEN BM CASSIOPEIAE**

HEINZ DIETER BARWIG

1976

Spektroskopische Untersuchung des
Bedeckungsveränderlichen BM Cassiopeiae

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Heinz Dieter Barwig
München 1976



1. Referent: Prof. Dr. P. Wellmann

2. Referent: Prof. Dr. H.-G. Groth

Tag der mündlichen Prüfung: 25.2.1976

Herrn Prof. Dr. P. Wellmann bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit, sein Interesse an diesem Thema sowie für die Überlassung seiner zahlreichen Spektren von BM Cas sehr dankbar.

Herrn Prof. Dr. H. Schmidt verdanke ich die großzügig gewährte Beobachtungszeit am Observatorium Hoher List.

Mein Dank gilt ebenfalls den Herren Prof. Dr. E. Geyer, Dr. E. Kreysa, Dr. W. Seggewiß und Dr. W. Wiemer für eine Reihe von Spektralaufnahmen am Hohen List, sowie Herrn Prof. Dr. C. Fehrenbach vom Observatoire Haute Provence für zwei Coudé-Spektren von BM Cas.

Frau Prof. Dr. W. Seitter war sehr hilfreich bei der Klärung von Fragen bezüglich der Spektralklassifikation.

Herr Dr. H. Dürbeck bemühte sich um eine Interpretation der Lichtkurve.

Herr Dr. G. Pöllitsch trug zum Verständnis der Verhältnisse in Sternhüllen bei.

Herr P. Escher und Herr Prof. Dr. H.-G. Groth stellten Programme zur Auswertung der RG-Messungen zur Verfügung.

Die Herren Dr. M. Beyer und Dr. K. Wenske überließen mir sämtliche Daten ihrer photometrischen Messungen von BM Cas.

Bei ihnen allen, und nicht zuletzt bei meinen Kollegen, möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Inhaltsübersicht

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	3
2. Aufgabenstellung	5
3. Analyse von Spektren geringerer Dispersion	5
4. Analyse von Spektren höherer Dispersion	8
4.1 Linienaufspaltung	11
4.2 Graphische Darstellung der Linienprofile	11
4.3 Nachweis eines Hüllenspektrums	15
4.4 RG-Messungen einzelner Linienstrukturen	19
5. RG-Kurve und Bestimmung der Bahnelemente	22
6. Bestimmung weiterer Systemgrößen	25
6.1 Massenfunktion	25
6.2 Roche-Modell	26
6.3 Radius der Primärkomponente	28
6.3.1 Strahlungsenergetische Methode	28
6.3.2 Abschätzung der Rotationsgeschwindigkeit von S_1	37
6.4 Massen der einzelnen Komponenten	41
7. Aussagen über die Sekundärkomponente	42
7.1 Untersuchung des langwelligen Spektralbereiches	44
7.2 Spektrale Hinweise auf die zweite Komponente	47
7.2.1 Rotationseffekt	48
7.2.2 Emission von Balmerlinien	49
7.3 Relative Dimension der Emissionszone	52
7.4 Radius der Sekundärkomponente	53
7.5 Anregung der Emissionszone - Strömgrenradius	54
7.6 Absorptionslinien der Sekundärkomponente (HeI)	58
8. Dimensionen der gemeinsamen Hülle	61
9. Vergleich der spektroskopischen und photometrischen Ergebnisse	64
10. Entwicklung von BM Cas	69
11. Zusammenstellung der wichtigsten Systemgrößen	72
Modell des Systems BM Cas	73
Literaturverzeichnis	74

Zusammenfassung

Zur Untersuchung des β Lyr ähnlichen Doppelsternsystems BM Cas wurden Spektren höherer Dispersion (29 Å/mm) aufgenommen. Dabei konnte erstmals die Aufspaltung einiger Linien in Phasen mit maximaler Radialgeschwindigkeit beobachtet werden. Die graphische Darstellung von Linienprofilen ließ das überlagerte Spektrum einer das ganze System umgebenden Hülle vermuten. Das Verhalten von Linien, die von hochangeregten, nichtmetastabilen Niveaus ausgehen, zeigt eindeutig, daß das dominierende Spektrum in einer Hülle entsteht. Nur MgII und SiIII spiegeln die Bahnbewegung der sichtbaren Komponente (S_1) wider. Messungen ihrer Radialgeschwindigkeiten (RG) dienen zur Bestimmung der Bahnelemente.

Eine Abschätzung des Radius R_1 der Primärkomponente (Spektrum A7 Iab oder Ib) wird nach mehreren Methoden durchgeführt. Eine davon stützt sich auf die Bestimmung der Entfernung des Systems, die dadurch präzisiert wird, daß BM Cas zur Assoziation Cas OB7 gerechnet werden kann. Die Aussagen über R_1 , zusammen mit der begründeten Annahme, daß S_1 sein Rochevolumen ausfüllt, erlauben auf Grund der Massenfunktion eine Abschätzung der Einzelmassen. Wie bei β Lyr und einigen anderen Doppelsternen ist die Sekundärkomponente (S_2) die massereichere.

Ein Rotationseffekt in der RG-Kurve und die stationäre Emission in H_α wurden als spektrale Hinweise auf eine rotierende Hülle um die Sekundärkomponente erkannt. Aus dem Linienprofil von H_α werden die Dimensionen der Emissionszone (HII-Region) um S_2 abgeleitet. Auf Grund einer Stabilitätsbetrachtung wird der Radius von S_2 abgeschätzt. Für die Anregung der HII-Region kommt allein die Sekundärkomponente in Frage, deren Spektraltyp daher früher als B5 sein muß. Diese Aussage wird durch das Auffinden von

rotationsverbreiterten Absorptionslinien des neutralen Heliums ($\lambda 5875A$, $\lambda 6678A$) unterstützt.

Radius und Rotationsgeschwindigkeit der gemeinsamen äußeren Hülle werden aus RG-Messungen ihres Spektrums abgeleitet.

Ein Vergleich der spektroskopischen und photometrischen Ergebnisse zeigt, daß die Lichtschwächung im Hauptminimum im wesentlichen durch Elektronenstreuung in der Hülle um S_2 (HII-Region) hervorgerufen wird.

Die bisher vorliegenden Beobachtungen lassen sich durch das in Abb. 12 (Seite 73) dargestellte Modell erklären.

1. Einleitung

Seit der Entdeckung seiner Veränderlichkeit durch Guthnick (1928) wurde von BM Cas bis heute eine große Anzahl photometrischer Daten gewonnen, die auf einen Bedeckungslichtwechsel des Systems schließen ließen, jedoch wenig Aufschluß über einzelne Systemgrößen geben konnten. An Hand seiner ersten Helligkeitsschätzungen ($9.2^m - 9.6^m$) hat Beyer (1934) den β Lyrae-Typ der Lichtkurve erkannt, der zusammen mit einer für diesen Sterntyp ungewöhnlich langen Periode von fast 200 Tagen das Interesse an diesem Objekt weckte. Im Lauf der Überwachung des Doppelsterns wurden zwei weitere Phänomene deutlich, die eine Analyse dieses Systems wünschenswert erscheinen ließen, sie andererseits aber auch sehr erschweren:

- a) Die Werte der Einzelbeobachtungen zeigen eine beträchtliche Streuung, die systematischer Natur zu sein scheint.
- b) Die Form des Hauptminimums ist starken Schwankungen unterworfen (Lichtkurve siehe z. B. Abschnitt 9, Abb. 10).

Eine ausführliche Diskussion von BM Cas versuchte Thiessen (1956) auf Grund seiner erstmals photoelektrisch durchgeführten Helligkeitsmessungen, deren Genauigkeit allerdings unzureichend war. Thiessen fand in seiner Lichtkurve eine überlagerte, kurzperiodische Helligkeitsvariation und leitete daraus das Modell eines Doppelsterns ab, bei dem als unsichtbare zweite Komponente ein δ Cephei-Stern mit 27^d Periode (nicht kommensurabel mit der Umlauffrequenz) postuliert werden mußte. Reflexion (Absorption und anschließende Reemission) des Lichtes der Primärkomponente an der Oberfläche der pulsierenden Sekundärkomponente wurde für die eigenartigen Schwankungen in der Lichtkurve verantwortlich gemacht. (Eine Helligkeitsänderung mit der angegebenen Pulsationsfrequenz konnte durch spätere Messungen (Beyer, Wenske) nicht bestätigt werden.)

Seit 1937 wurde BM Cas auch spektroskopisch untersucht. Die ersten Radialgeschwindigkeits-Messungen werden in diesem Jahr vom David Dunlop Observatory berichtet. Zwei stark voneinander abweichende Bemerkungen über das Spektrum sind in der Literatur 1943 bzw. 1947 zu finden: Klassifizierung als G? + M comp. auf zwei Objektivprismen-Platten (Mayall) bzw. auf einem Spaltspektrogramm als A5 (Popper). Nach Popper tritt keine spektrale Änderung während des Hauptminimums auf. Eine spätere Bemerkung dieses Autors (1948) beschreibt das Spektrum als "später als α Cygni und früher als ϵ Aurigae, wahrscheinlich pekuliar, Gesamt-Amplitude ca. 80 km/s, Bahn stark exzentrisch". Der Spektraltyp wird von Popper nun als A5Ia klassifiziert.

Zur genaueren Analyse des Spektrums hat Wellmann (1950, 1952) zahlreiche Aufnahmen am 1m-Spiegel der Hamburger Sternwarte und am David Dunlop Observatory (DDO) erhalten (1953). Er beschreibt BM Cas als A5 Überriesen (1952). 1957 berechnet Wellmann die spektroskopischen Bahndaten und weist auf die periodischen Schwankungen der Intensität und Struktur verschiedener Linien hin. Eine Variation des Spektraltyps während des Bedeckungslichtwechsels trat wiederum nicht auf.

Eine Neudiskussion des Systems ist seither nicht mehr unternommen worden.

2. Aufgabenstellung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, durch eine erneute Spektralanalyse von BM Cas eine weitere Klärung der Verhältnisse in diesem eigenartigen Doppelsternsystem zu erreichen. Speziell folgende Probleme sollten dabei behandelt werden:

- 1) Erneute Bestimmung der Bahnelemente
- 2) Untersuchung der Aufnahmen auf spektrale Indizien für die zweite Komponente
- 3) Bestimmung der Systemkonstanten
- 4) Erklärung des Farbexzesses
- 5) Prüfung der Hypothese von Thiessen (zweite Komponente = langperiodischer δ Cephei-Stern)
- 6) Erklärung der spektralen Änderungen während einer Epoche
- 7) Entfernungsbestimmung des Systems
- 8) Vergleich der spektroskopisch gefundenen Systemgrößen mit den photometrischen Daten

3. Analyse von Spektren geringerer Dispersion

Für die Spektraluntersuchungen standen zunächst sämtliche von Wellmann am DDO (Tabelle 1) und in Hamburg (Tabelle 2) gewonnenen Aufnahmen zur Verfügung:

17 DDO-Prismenspektren (von CaII K bis H_{β} , jedoch starker Astigmatismus bei H_{β}) mit einer Dispersion von 65 Å/mm bei H_{γ} ; sämtliche Platten mit Intensitätskalibrierung, die jedoch nicht mehr in bestem Zustand war.

36 Prismen-Aufnahmen (von CaII K bis 4600 Å) vom Hamburger 1m-Spiegel, einige davon sind kalibriert. Dispersion 60 Å/mm bei H_{γ} (KS) bzw. 41 Å/mm bei H_{γ} (ZS).

Tabelle 1

Platte Nr.	JD 242..	Phase	Platte Nr.	JD 242..	Phase	Platte Nr.	JD 242..	Phase
1449	8444.7	0.55	5326	9620.5	0.52	6155	9895.8	0.91
1470	8450.8	0.57	5341	9624.5	0.54	6167	9900.7	0.94
1502	8469.7	0.67	5369	9637.5	0.60	6293	9931.7	0.10
1633	8546.5	0.06	6079	9864.8	0.76	6308	9942.7	0.15
5154	9569.6	0.26	6085	9866.8	0.77	6331	9959.6	0.24
5233	9590.6	0.36	6132	9889.8	0.88			

Tabelle 2

Platte Nr.	JD 243..	Phase	Platte Nr.	JD 243..	Phase	Platte Nr.	JD 243..	Phase
KS 8	2853	0.04	ZS 312	3519	0.27	KS 648	4052	0.97
KS 29	2854	0.05	KS 325	3526	0.30	KS 651	4054	0.98
KS 89	2888	0.07	ZS 366	3544	0.40	KS 654	4068	0.05
KS 103	2904	0.15	KS 382	3561	0.48	KS 655	4068	0.05
KS 104	2907	0.17	KS 412	3576	0.56	KS 657	4078	0.10
KS 107	2932	0.29	KS 414	3577	0.56	KS 703	4152	0.48
KS 108	2939	0.33	KS 429	3668	0.03	KS 705	4153	0.48
KS 110	2946	0.36	KS 642	4030	0.83	KS 754	4397	0.72
KS 285	3487	0.11	KS 643	4038	0.90	KS 757	4417	0.82
KS 287	3490	0.12	KS 644	4040	0.91	KS 768	4438	0.93
ZS 292	3499	0.17	KS 646	4042	0.92	KS 772	4439	0.93
ZS 301	3504	0.19	KS 647	4051	0.96			

Bei der in den Tabellen angegebenen Phase ist der Nullpunkt so gewählt, daß er jeweils mit dem Zeitpunkt des Hauptminimums (HM) zusammenfällt. Dessen Berechnung stützt sich auf die von Beyer (1952) angegebene Minimumsbestimmung:

$$\text{Min} = \text{JD } 2425772.9 + 197.^{\text{d}}.28 \cdot E + 2.^{\text{d}}.6 \sin (7.^{\circ}.11 \cdot E + 104.^{\circ})$$

Die erste Durchsicht der Prismenspektren diente einer groben Spektralklassifizierung. Auffälligstes Merkmal ist bei BM Cas die Linienschärfe (besonders der Wasserstoff-Linien), die auf den Überriesen-Charakter des Systems bzw. auf eine sehr ausgedehnte Atmosphäre schließen läßt. Den Linien einfach ionisierter Metalle und des Wasserstoffs nach zu urteilen, ist die sichtbare Komponente nicht früher als bei FO einzuordnen. Hierzu im Gegensatz stehen die oft geringe Intensität und Halbwertsbreite der CaII H und K Linien, die den Eindruck eines Spektraltyps nicht später als A5 vermitteln.

Die Identifizierung der Linien für RG-Messungen wurde in Anlehnung an Spektren von ϵ Aur (Wellmann 1970) und φ Cas (Häfner 1969) vorgenommen, wobei den bei der geringen Dispersion unvermeidbaren Linienblends mittlere Wellenlängen (Mittelwert aus gewichteten Wellenlängen einzelner Komponenten) zugeordnet werden mußten.

Bei den Messungen fand ausschließlich ein Abbe-Komparator mit Sichtschirm (Barwig 1969) Verwendung. Die Berechnung der Radialgeschwindigkeiten wurde an der Rechenmaschine RPC 4000 der Universitäts-Sternwarte München durchgeführt (Darstellung der Dispersionskurve durch eine Spline-Funktion). Die Ergebnisse zeigten, daß die Geschwindigkeiten verschiedener Linien eines Spektrums häufig starke Streuungen aufwiesen. Eine auffällige Korrelation zwischen Größe der Streuung und Phasenlage der Aufnahmen ließ eine Überlagerung der Spektren beider Doppelstern-Komponenten vermuten. Die Untersuchung der Linienkonturen in Abhängigkeit

von der Phase brachte folgendes Ergebnis:

- a) Linien breit, diffus und unsymmetrisch in den Quadraturen (Phasen 0.25 und 0.75)
- b) Linien relativ schmal und symmetrisch im Nebenminimum (NM) (Phase 0.5)
- c) Linien breit und diffus kurz vor, während (?) und nach dem Hauptminimum (HM)

Es lag nahe, für die erhebliche Streuung der RG-Werte zu den Phasen 0.25 und 0.75 den unterschiedlichen Grad der Unsymmetrie einzelner (ansonsten ungeblendeter) Linien und die dadurch verursachte subjektive Einstellung am Sichtschirm verantwortlich zu machen. Es erschien daher notwendig, zur Klärung dieses Sachverhaltes Spektren höherer Dispersion aufzunehmen.

Ein Effekt, der sich für die Interpretation des Systems als wesentlich herausgestellt hat, ist jedoch schon auf den Prismenaufnahmen deutlich zu erkennen (Wellmann 1956): Kurz vor dem HM zeigen besonders die Wasserstofflinien eine beträchtliche Rotverschiebung von ca. 90 km/s, bzw. kurz nach dem HM eine Blauverschiebung von etwa gleicher Größenordnung (Rotationseffekt?).

4. Analyse von Spektren höherer Dispersion

Da neue Aufschlüsse über die Beschaffenheit von BM Cas nur bei Steigerung der spektralen Auflösung und Erweiterung des untersuchten Spektralbereiches zu erwarten waren, wurden von 1971 bis 1973 am Observatorium Hoher List mit dem 42"-Reflektor der Bonner Universitäts-Sternwarte 43 Aufnahmen (HL-Spektren) mit dem Cassegrain-Gitterspektrographen gemacht. 28 Platten wurden vom Verfasser aufgenommen, der eine Anzahl weiterer Aufnahmen (in Klammern) folgenden

Beobachtern verdankt: Geyer (7), Kreysa (5), Seggewiß (1), Wiemer (2). Nachfolgende Aufstellung informiert über den Umfang des Plattenmaterials:

22 Blau-Aufnahmen 3700-4600 Å, einige bis H_{β} , Disp.
meist 29 Å/mm, IaO-Platten, Belichtungszeit 4-6^h

4 Aufnahmen 3900-6600 Å, 86 Å/mm, IaE und 103aF,
1.5-5^h

14 Rot-Aufnahmen 5350-6700 Å, 44-77 Å/mm, 103aF, 1-5^h

3 Aufnahmen im nahen Infrarot 6000-8800 Å, 88-136 Å/mm,
IN (sensibilisiert mit Ammoniak), 2-5^h

Die Platten wurden größtenteils mit einem Röhrensensitometer kalibriert. Dies erlaubt eine ausreichend genaue Spektralphotometrie, da sich eine mittlere Schwärzungskurve erfahrungsgemäß in dem Wellenlängen-Bereich 3800-4600 Å mit nicht allzu großem Fehler (ca. 5%) verwenden läßt. Auf eine Äquivalentbreiten-Messung von H_{β} wurde verzichtet. Die Kalibrierung der IN-Platten kann nicht für quantitative Intensitätsmessungen herangezogen werden wegen mangelnder Information über die Sensibilisierungs-Abklingzeit und der hiermit verbundenen Schwierigkeit der "Gleichzeitigkeit" von Spektralaufnahme und Kalibrierung.

Die wichtigsten Daten der Spektren sind in Tabelle 3 (Aufnahmen im Blauen einschließlich H_{β}) bzw. in Tabelle 4 (Rot- und Infrarot-Aufnahmen) wiedergegeben.

Die Aufnahmen sind keineswegs gleichmäßig über die Umlaufsperiode des Systems verteilt. Hauptgrund hierfür ist die große Periodenlänge und natürlich das Interesse an den für die Suche nach der zweiten Komponente à priori geeigneten Phasen.

Tabelle 3

Platte Nr.	JD 2441..	Phase	Disp. A/mm	Gewicht	Platte Nr.	JD 2441..	Phase	Disp. A/mm	Gewicht
C 1304	054.5	0.47	47	1	C 1928	548.5	0.97	29	0.5
C 1322	056.5	0.48	47	0.5	C 2114	597.5	0.22	29	2.5
C 1640	227.5	0.35	47	2	C 2134	600.5	0.24	29	2
C 1648	229.5	0.36	47	3	C 2267	705.5	0.77	29	2
C 1657	230.5	0.36	29	3	C 2269	708.5	0.79	29	2
C 1670	232.5	0.38	29	2	C 2270	714.5	0.82	29	1.5
C 1677	233.5	0.38	29	3	C 2273	718.5	0.84	29	3
C 1678	235.5	0.39	29	2.5	C 2934	938.5	0.95	29	2.5
C 1680	239.5	0.41	29	3	C 2935	939.5	0.95	29	1
C 1729	259.5	0.51	29	2.5	C 2939	942.5	0.97	29	1.5
C 1733	261.5	0.52	29	3	C 2962	960.5	0.06	29	2

Tabelle 4

1) Rotaufnahmen

C 1663	231.5	0.37	44	3	C 1931	553.5	0.00	70	2
C 1669	232.5	0.38	44	1	C 1934	556.5	0.02	44	3
C 1679	235.5	0.39	44	nur H_{α}	C 2116	597.5	0.22	44	2
C 1774	354.5	0.99	44	H_{α}	C 2117	598.5	0.23	44	3
C 1810	390.5	0.17	44	0.5	C 2144	602.5	0.25	44	2
C 1831	392.5	0.19	44	1	C 2933	938.5	0.95	44	H_{α}
C 1930	552.5	0.99	70	H_{α}	C 2938	940.5	0.96	44	1.5

2) IR-Aufnahmen

C 1929	550.5	0.98	136	3
C 1932	553.5	0.00	136	2.5
C 2268	707.5	0.78	88	1

Nullpunkt der Phase im Haupt-
minimum (Epochenberechnung
von Beyer, 1952)

4.1 Linienaufspaltung

Durch Verwendung der bei dem benutzten Spektrographen höchstmöglichen Dispersion (29 Å/mm im blauen Bereich) und Wahl der günstigsten Aufnahmezeitpunkte konnte die Ursache der Linienunsymmetrie eindeutig geklärt werden. Zum ersten Mal war in zwei Spektren (C 2134 und C 2267) zu den Phasen 0.24 bzw. 0.77 eine Aufspaltung mehrerer Linien zu erkennen. Dies bestärkte erheblich die Vermutung, daß auch die anderen diffusen, unsymmetrischen Linien aus zwei Komponenten zusammengesetzt sein könnten. Um zunächst die Realität der Aufspaltung zu prüfen, wurden gleich in der darauffolgenden Epoche (E=82) am Observatoire Haute Provence (OHP, C. Fehrenbach) zwei Aufnahmen von BM Cas zur Phase 0.76 mit einer Dispersion von 20 Å/mm gemacht. Dank der höheren Dispersion und feinkörnigeren Plattensorte (IIaO) konnte die erwähnte Vermutung voll bestätigt werden. Fast sämtliche Linien sind in den OHP-Spektren deutlich sichtbar in zwei Komponenten getrennt. Deren RG-Messungen ergaben Werte, die symmetrisch (ca. ± 25 km/s) zu den bisher bestimmten Mittelwerten lagen. Die Hoffnung, hiermit die beiden überlagerten Sternspektren gefunden zu haben, hat sich jedoch nicht erfüllt, da die Linienkomponenten "in Phase" liegen.

Zur weiteren Klärung dieser eigenartigen Beobachtung wurde daraufhin das Verhalten der Linienprofile und Radialgeschwindigkeiten der einzelnen Komponenten in den übrigen Phasen näher untersucht.

4.2 Graphische Darstellung der Linienprofile

Die Lage einer Linienkontur (Schwärzungsprofil) bezüglich ihrer, um die Systemgeschwindigkeit γ verschobenen, Laborwellenlänge läßt sich mit Hilfe der berechneten Dispersionskurve am Sichtschirm des Abbe-Komparators darstellen und photographisch festhalten.

In den Phasen

0.22	0.24	0.36	0.38	0.39	0.51	0.52	0.77	0.84	0.95	0.06
------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------

wurden ca. 150 Aufnahmen von Profilen folgender Linien hergestellt:

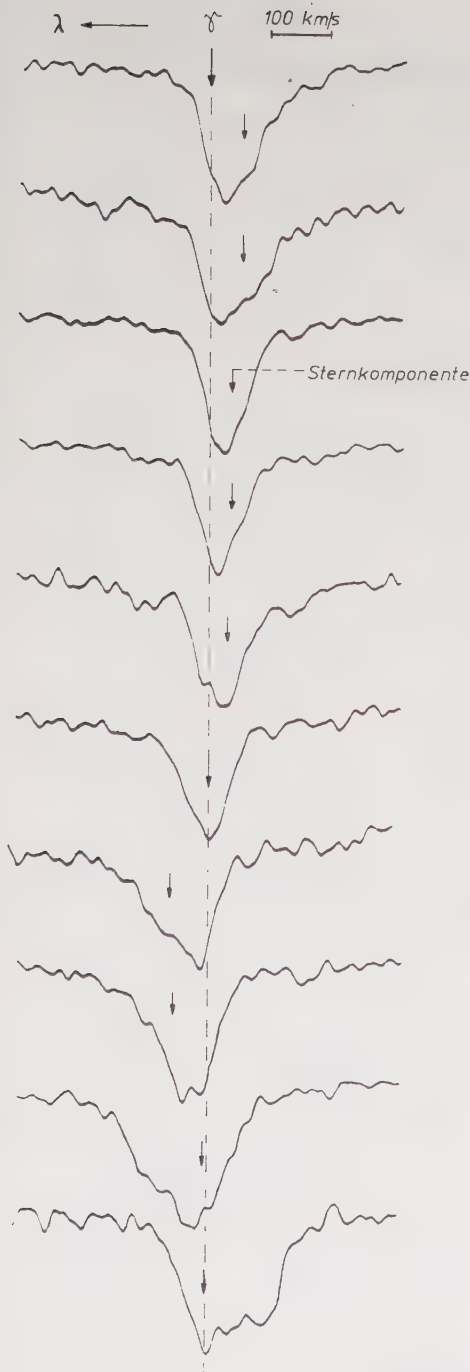
H β 4861.33	FeII 4515.34	H γ 4340.47	FeII 4233.17	TiII 4028.33
TiII 4571.97	FeII 4508.28	TiII 4307.90	H δ 4101.74	CaII 3933.66
CrII 4558.66	MgII 4481.23	ScII 4246.83	FeI 4063.60	

Als Beispiel ist die Änderung des Linienprofils von H δ in Abb. 1 (Seite 13) wiedergegeben. Die beiden Linienkomponenten können zwar nicht aufgelöst werden, ihr Vorhandensein ist dennoch deutlich zu erkennen. Die dominierende Komponente des Linienblends weicht in ihrer RG nur wenig von der Systemgeschwindigkeit ab, ihre ungeblendete Seite ist jeweils sehr steil. Die überlagerte, meist schwächere Komponente zeigt eine wesentlich größere RG-Amplitude (Profile in zueinander konträren Phasenlagen sind nahezu spiegelbildlich).

Sämtliche RG-Messungen an den DDO- und Hamburger Platten beziehen sich dagegen auf den Schwerpunkt der Linienkontur, dessen Lage natürlich von dem jeweiligen Intensitätsverhältnis beider Linienkomponenten abhängt. Diese "pauschalen" Messungen sind daher für die Bestimmung der Sternbewegung nicht brauchbar.

Bemerkenswert sind wieder in Abb. 1 die eigenartigen Absorptionsstrukturen in den Phasen (0.95 und 0.06) kurz vor und nach dem Hauptminimum, für deren Ursache in Abschnitt 7.2.1 eine mögliche Erklärung gegeben wird.

Als weiteres Beispiel zeigt Abb. 2 (Seite 14) die Oszillographenbilder der Transparenz-Profile von FeII 4515. Hier sind beide Komponenten zu den Quadraturen fast getrennt sichtbar.



H δ 4102

Phase	Platte
o.22	C 2114
o.24	C 2134
o.36	C 1657
o.38	C 1677
o.39	C 1678
o.51	C 1729
o.77	C 2267
o.84	C 2273
o.95	C 2934
o.06	C 2962



FeII 4515

Phase	Platte
0.22	C 2114
0.24	C 2134
0.36	C 1657
0.38	C 1677
0.39	C 1678
0.51	C 1729
0.77	C 2267
0.84	C 2273
0.95	C 2934
0.06	C 2962

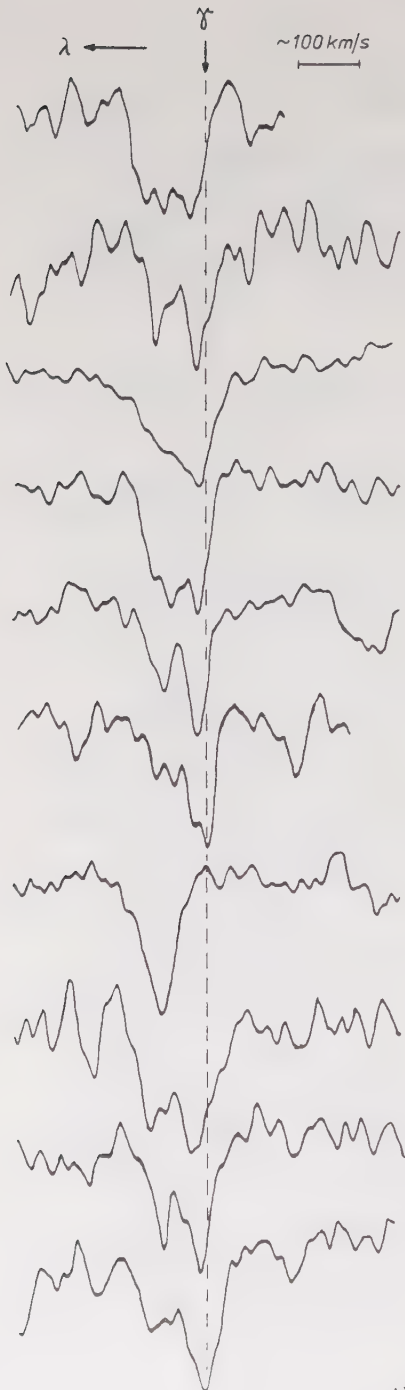
4.3 Nachweis eines Hüllenspektrums

Auf Grund der hohen Flankensteilheit der stärkeren Linienkomponente und ihrer geringen RG-Amplitude liegt es nahe, sie einer ausgedehnten Hülle zuzuschreiben, die das gesamte Sternsystem umgibt. Die schwächere Blendkomponente könnte von der Photosphäre der sichtbaren Komponente des Doppelsterns herrühren.

Diese Vermutung wird durch eine Besonderheit im Spektrum bestätigt, die in Abb. 3 (Seite 16) zu erkennen ist. Dort sind die Schwärzungsprofile von Linien verschiedener neutraler und einfach ionisierter Atome zur Phase 0.77 wiedergegeben, d. h. nahe einem Zeitpunkt, in dem maximale Trennung von Hüllen- und Sternkomponente zu erwarten ist. Bei allen dargestellten Linien ist die Aufspaltung deutlich sichtbar, außer bei MgII 4481. Bei diesem Profil fehlt die zweite Komponente. Dieses Phänomen wird auch bei sämtlichen SiII-Linien beobachtet, es ist jedoch wegen deren geringeren Intensitäten weniger auffällig.

Die Sonderstellung der erwähnten Absorptionslinien liegt darin begründet, daß sie alle von hohen, nicht-metastabilen Niveaus ausgehen und deshalb empfindlich auf Strahlungsverdünnung in ausgedehnten Atmosphären reagieren (Struve et al. 1938, 1950). MgII 4481 z. B. ist der Übergang vom niedrigsten 2D -Term zum niedrigsten 2F -Term des ionisierten Magnesiums. Das 2D -Niveau ist nicht metastabil, sondern durch starke Übergänge mit dem 2P -Term und weiter mit dem 2S -Niveau des Grundzustands verbunden, so daß in verdünnten Atmosphären der 2D -Term stark unterbesetzt sein wird. Sein Potential liegt außerdem so hoch (8.83 eV) über dem Grundniveau von MgII (7.61 eV), daß eine Besetzung durch Stöße (bei den wahrscheinlich in Frage kommenden Temperaturen) keine Rolle spielen kann, d. h. bei MgII 4481 wird eine Absorption in der Hülle, wenn überhaupt, nur mit äußerst geringer Intensität auftreten.

Phase 0.77
Platte C 2267



Linie

TiII 4028

Fe I 4064

H δ 4102

FeII 4234

ScII 4247

TiII 4308

← MgII 4481

FeII 4508

FeII 4515

TiII 4572

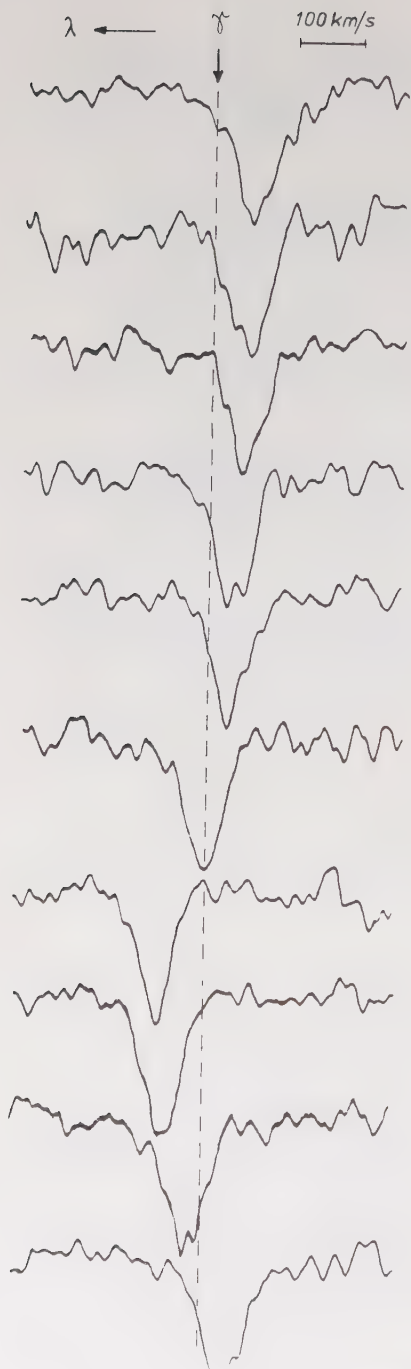
Abbildung 3

Dieses Fehlen von MgII 4481 (und SiIII) ist deshalb eine charakteristische Eigenschaft der Hüllenspektren und hat sich oft als sehr gutes Kriterium bewährt.

Anders liegt der Fall z. B. bei den FeII-Linien, die durch Absorptionen von metastabilen Zuständen aus entstehen, deren Besetzung durch Strahlungsverdünnung nicht wesentlich beeinflußt wird. Die Ausgangsniveaus solcher Linien haben einen mittleren Abstand von etwa 3 eV zum Grundzustand (des FeI-Ions) und können daher auch durch Stoßanregung leicht bevölkert werden.

Genau dieser Sachverhalt ist in Abb. 3 zu erkennen. Damit ist der Nachweis erbracht, daß das Sternspektrum von BM Cas von dem Spektrum einer ausgedehnten Hülle überlagert ist.

MgII 4481 ist die einzige gut meßbare Linie, die auf Grund der fehlenden Hüllenabsorption die Bahnbewegung des Sterns ungestört widerspiegelt (Abb. 4 Seite 18).



MgII 4481

Phase	Platte
o.22	C 2114
o.24	C 2134
o.36	C 1657
o.38	C 1677
o.39	C 1678
o.51	C 1729
o.77	C 2267
o.84	C 2273
o.95	C 2934
o.06	C 2962

4.4 RG-Messungen einzelner Linienstrukturen

Die bisher durchgeführten RG-Messungen pauschaler Linienschwerpunkte wurden erweitert durch Messungen verschiedener auffälliger Strukturen in den Linienprofilen.

Vermessen wurden hauptsächlich:

- 1) Linienschwerpunkte der einzelnen Komponenten bei genügend großer RG-Differenz zwischen Stern und Hülle
- 2) Maximale Linieneinsenkungen bei undeutlicher Trennung der Komponenten
- 3) Maximale Linienenerhebung zwischen den beiden Absorptionen
- 4) Steile Absorptionsflanken (am Ort halber Linientiefe)
- 5) Evtl. vorhandene Satellitenlinien

Meßwert und Meßort sind in einer Skizze des jeweiligen Profils (vom Bildschirm) eingezeichnet. Etwa 6000 Messungen wurden in dieser Weise vorgenommen, wobei pro Spektrum ca. 150 Linienvorgänge (im blauen Spektralbereich) zu untersuchen waren. Die benutzten Eisen-Standards des Vergleichsspektrums sind einer Arbeit entnommen, die sich mit der Brauchbarkeit verschiedener FeI-Linien, speziell in Aufnahmen des Bonner Spektrographen, befaßt hat (Brand 1973). Die Berechnung der heliozentrischen Radialgeschwindigkeiten wurde an der TR 440 des Leibniz-Rechenzentrums in München durchgeführt (Glättung der Meßwerte durch eine Spline-Funktion).

Ziel dieser RG-Messungen:

- 1) Vergleich der Blendkomponente, die dem Stern zugeschrieben wird, mit den ungestörten Linien von MgII und SiII
- 2) Aussagen über die Bewegung der Hülle
- 3) Untersuchung, ob weitere Emissions- und Absorptionsstrukturen als Hinweis auf zirkumstellare Materie (oder evtl. zweite Komponente?) vorhanden sind

Zur Beurteilung der Signifikanz der Meßergebnisse muß zunächst der Einfluß des Blendeffektes abgeschätzt werden. Bei einem überlagerten Linienprofil ist der gemessene Abstand der beiden Minima im allgemeinen kleiner als der wahre Abstand der beiden Einzellinien. Dieser experimentell gefundene Sachverhalt (Batten 1971, 1973) läßt sich auch theoretisch bestätigen, indem man zwei Gauss- (bzw. Lorentz-) Profile überlagert. Man erhält dann:

$$I(\lambda) = c_1 \exp\left[-(\ln 2)(\lambda - \lambda_1)^2 / \Delta\lambda_1^2\right] + c_2 \exp\left[-(\ln 2)(\lambda - \lambda_2)^2 / \Delta\lambda_2^2\right]$$

mit λ_1, λ_2 = Wellenlängen der Linien, verschoben um RG
 $2\Delta\lambda_1, 2\Delta\lambda_2$ = Halbwertsbreiten der Linien

oder bei Einführung der auf den tatsächlichen Linienabstand $d = \lambda_1 - \lambda_2$ normierten Größen

$$x = \frac{\lambda - \lambda_1}{d}; \quad h_1 = \frac{\Delta\lambda_1}{d}; \quad h_2 = \frac{\Delta\lambda_2}{d};$$

$$I(x) = c_1 \exp(-(\ln 2) x^2 / h_1^2) + c_2 \exp(-(\ln 2) (x-1)^2 / h_2^2);$$

Die Nullstellen der ersten Ableitung dieser Funktion entsprechen den Örtern, an denen die Schwerpunkte der einzelnen Komponenten im allgemeinen gemessen werden:

$$\frac{dI(x)}{dx} = x \exp(-(\ln 2) x^2 / h_1^2) - \frac{h_1^2 c_2}{2 c_1} (1-x) \exp(-(\ln 2) (1-x)^2 / h_2^2) = 0;$$

Die Verfälschung des tatsächlichen Linienabstandes hängt hauptsächlich ab von dem Verhältnis der Halbwertsbreiten der Linien zu ihrem gegenseitigen Abstand.

Die näherungsweise Bestimmung der Linienhalbwertsbreiten in den HL- bzw. OHP-Spektren führt zu folgendem Ergebnis (Index 1 bezieht sich auf die Hüllenkomponente ($x=0$), Index 2 auf die entsprechenden Sternlinien von z. B. FeII, TiII ($x=1$)):

<u>HL-Spektren:</u>	h_1	h_2	c_2/c_1	voraussichtlicher Meßort von	
				Hülle	Stern
Dispersion 29 A/mm 50km/s $\pm$ 26 μ bei 4300A	0.37	0.58	1.4	0.10	0.99
			1.0	0.06	0.98
<u>OHP-Spektren:</u> Dispersion 20 A/mm 50km/s $\pm$ 36 μ bei 4300A	0.25	0.44	1.4	0.01	1.00
			1.0	0.01	1.00

Gemäß dieser groben Abschätzung kann also der Blendeffekt den Linienabstand auf den HL-Aufnahmen (Phase 0.25 bzw. 0.75) um 11% verfälschen; er ist jedoch auf den OHP-Aufnahmen zu vernachlässigen. Von den beiden Komponenten müßten jedenfalls die Sternlinien die geringste "Verzerrung" aufweisen (vorausgesetzt, daß die Linien tatsächlich an den theoretisch bestimmten Maxima gemessen wurden).

Abb. 5 (Seite 24) zeigt das Ergebnis der RG-Messungen. Ein-gezeichnet sind die Werte für MgII 4481, für SiII 6347, 6371 und SiII 3854, 3856 (jeweils zu einem Mittelwert zusammen-gefaßt) sowie die Geschwindigkeits-Mittelwerte sämtlicher Hüllen- bzw. Sternlinien in Phasen, in denen die Blendlinien getrennt meßbar waren.

Die Radialgeschwindigkeiten der Sternkomponenten aufgespal-tenen Linien stimmen bemerkenswert gut überein mit den Mes-sungen der nicht-metastabilen Übergänge von MgII und SiII.

Die Hüllenkomponente zeigt bezüglich ihrer RG scheinbar eine Unsymmetrie: Bei Phase 0.24 ist ihre Geschwindigkeit nur geringfügig kleiner als γ und erreicht sogar den Wert der Systemgeschwindigkeit, wenn man eine Korrektur wegen des möglichen Blendeffektes anbringt. Allerdings liegen zu dieser Phase nur zwei schwach belichtete Aufnahmen vor, auf denen die Linienminima infolge der Grobkörnigkeit der IaO-Platten nur unsicher bestimmbar sind. Im Gegensatz hierzu erhält man zur Phase 0.76 aus den sehr guten OHP-Aufnahmen, bei denen eine Verzerrung der Linienkonturen nicht berücksichtigt zu werden braucht, eine Hüllen-RG, die ca. 15 km/s größer ist als γ . Die Platte C2267 (HL, etwa gleiche Phase) zeigt trotz geringerer Dispersion fast denselben Wert, ein Blendeffekt scheint nicht vorzuliegen. Dieses Ergebnis, zusammen mit der Tatsache, daß die Linienkontur zwischen beiden Komponenten meistens steiler verläuft als die äußeren Flanken, ließ vermuten, daß die Hüllen-Absorptionslinien von Emissionsstrukturen überlagert sein könnten (weitere Indizien zur Unterstützung dieser Vermutung werden in Abschnitt 6.3.1 erörtert).

5. RG-Kurve und Bestimmung der Bahnelemente

Zur Bestimmung der Bahnelemente der sichtbaren Komponente von BM Cas wurden nur die gewichteten RG-Werte von MgII 4481 verwendet (Tabelle 5). Näherungswerte für diese Elemente lassen sich nach der Methode von H. N. Russel (1914) finden. Zur Festlegung der endgültigen Bahnkonstanten diente ein Computerprogramm, das die näherungsweise bestimmten Größen so lange variiert, bis die Abweichung zwischen der RG-Kurve, die sich aus den iterativ berechneten Bahnelementen jeweils ergibt, und den Meßpunkten im Gausschen Sinn minimal wird (minimale Fehlerquadrat-Summen).

Tabelle 5: RG-Werte von MgII 4481

Platte	Phase	RG (km/s) (Messung)	Gewicht	RG (km/s) (Rechnung)	O-C (km/s)
C 2962	.061	- 93	4	- 92.2	- 0.8
C 2114	.223	-113	2	- 114.2	1.2
C 2134	.238	-108	2	- 113.4	5.4
C 1657	.365	- 99	1	- 94.6	- 4.4
C 1677	.380	- 93	4	- 91.2	- 1.8
C 1678	.390	- 90	1	- 88.8	- 1.2
C 1729	.512	- 53	4	- 54.1	1.1
C 1733	.522	- 48	1	- 50.9	2.9
GA 1639	.755	8	4	8.9	- 0.9
GA 1642	.760	10	4	9.2	0.8
C 2267	.771	9	4	9.5	- 0.5
C 2273	.836	3	1.5	2.2	0.8
C 2934	.948	- 41	3.5	- 42.7	1.7
C 2939	.968	- 56	2	- 52.6	- 3.4

Die endgültige RG-Kurve ist in Abb. 5 eingezeichnet. Ihr liegen die Mittelwerte folgender Bahnelemente zugrunde:

Systemgeschwindigkeit	$\gamma = 57.3 \pm 0.8 \text{ km/s}$
Bahnexzentrizität	$e = 0.13 \pm 0.01$
Periastronlänge	$\omega = 55^\circ \pm 3^\circ$
Scheinbare Halbachse	$a_1 \sin i = (1.67 \pm 0.04) \cdot 10^8 \text{ km}$ $= 238 \pm 5 R_\odot$
Nullpunkt der Phase	$M_\odot = -38^\circ \pm 3^\circ$
Maximale Amplitude der RG	$K_1 = 62 \pm 1.5 \text{ km/s}$
Periode (angenommen)	$P = 197.28^d$

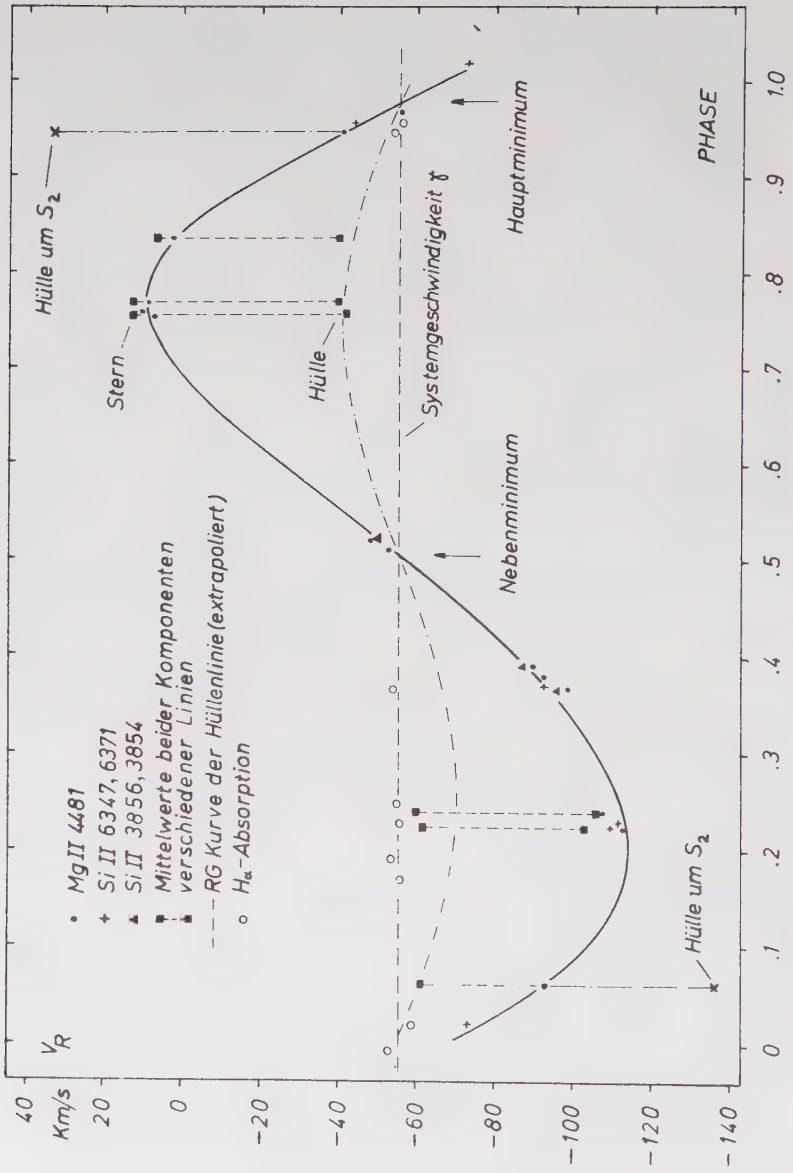


Abb.5: RG Kurve der Primärkomponente von BM Cas

6. Bestimmung weiterer Systemgrößen

6.1 Massenfunktion

Eine Aussage über die Massen des Doppelstern-Systems BM Cas gewinnt man zunächst nur in Form der Massenfunktion

$$\underline{\underline{f(m) = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2} = (2 \pi G)^{-1} K_1^3 P (1-e^2)^{3/2} = 4.8 m_{\odot}}}$$

Mit ihr läßt sich eine Abschätzung möglicher Massenverhältnisse $\alpha = m_1/m_2$ über

$$f(m) = m_2 \sin^3 i (1+\alpha)^{-2}$$

durchführen.

Hierbei wird $\sin i \approx 1$ gesetzt. Die Annahme $i \approx 90^\circ$ wird in Abschnitt 7.2.1 gerechtfertigt.

α	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.2	1.4	1.6
m_1	1.4	2.4	3.8	5.4	7.4	9.7	12.4	15.6	19.2	27.9	38.7	51.9
m_2	6.9	8.1	9.4	10.8	12.3	13.9	15.6	17.3	19.2	23.2	27.6	32.4

Würden beide Komponenten von BM Cas die gleiche Masse-Leuchtkraft-Beziehung erfüllen, so wäre die Unsichtbarkeit der zweiten Komponente nicht ohne weiteres vorstellbar, da diese nach Maßgabe von $f(m)$ nicht viel masseärmer als die Hauptkomponente sein kann.

Unter der Annahme nicht allzu extremer Werte für m_1 kann sich α also in den Grenzen

$$0.2 \leq \alpha \leq 1.6$$

bewegen. Daß auch Werte $\alpha < 1$ möglich sind, zeigen die Ergebnisse bei der Untersuchung von Doppelstern-Systemen mit ähnlich großer Massenfunktion und unsichtbarer Sekundär-

komponente (z. B. β Lyrae, W Crucis), bei denen auf Grund verschiedener Indizien an einer massereicheren zweiten Komponente nicht mehr gezweifelt wird (Sahade 1964).

6.2 Roche-Modell

Da bei BM Cas nur ein Sternspektrum sichtbar ist, hat man zunächst eine große Zahl freier Parameter zur Anpassung eines Modells, welches das System beschreiben kann. Eine Einschränkung dieser Anzahl wird durch eine "Transformation" der möglichen Massenverhältnisse in maximal mögliche Sternradien mit Hilfe des Roche-Modells versucht.

Unter gewissen Voraussetzungen über die Eigenschaften der Komponenten enger Doppelstern-Systeme beschreibt das Roche-Modell die maximalen Volumina, innerhalb derer ein Massenelement noch eindeutig einem der beiden Sterne zugeordnet werden kann (Kopal 1959, Plavec 1964).

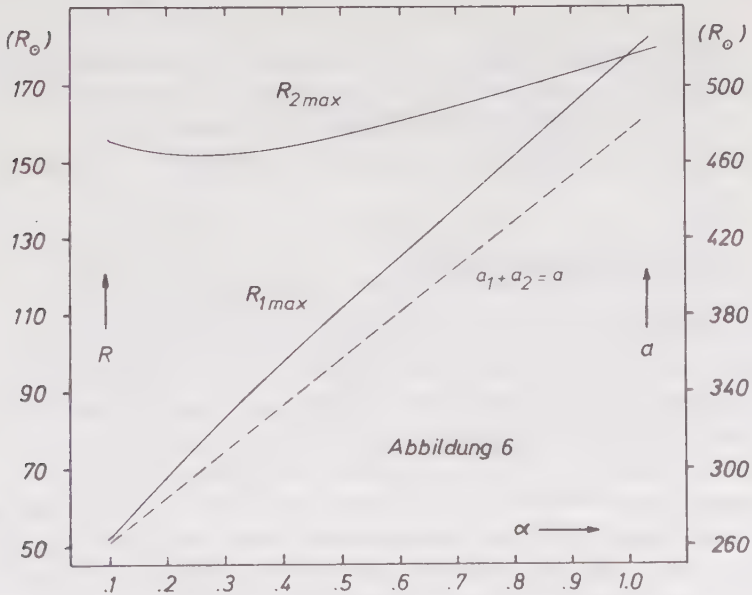
In Abb. 6 ist die größtmögliche Ausdehnung der Roche-figures senkrecht zur Bahnebene ($\pm R_{\max}$) sowie der gegenseitige Abstand der Sterne (jeweils in Einheiten des Sonnenradius) in Abhängigkeit vom Massenverhältnis α dargestellt (Index 1 bezieht sich hier und im weiteren auf die sichtbare, Index 2 auf die unsichtbare Komponente von BM Cas).

Folgende Beobachtungen deuten darauf hin, daß die Primärkomponente von BM Cas ihr kritisches Volumen ausfüllt:

- 1) Ein Vergleich der Äquivalentbreiten in Spektren, die kurz vor und kurz nach dem Hauptminimum aufgenommen wurden (Platte C 2934 bzw. C 2962), ergibt, daß die Absorption nach der Hauptbedeckung größer ist, wahrscheinlich durch einen Gasstrom hervorgerufen, der sich, wie aus RG-Messungen ersichtlich, von der

Hauptkomponente (S_1) wegbewegt. Dieser Materiestrom entsteht an einer Stelle, an der S_1 instabil ist und die der Sekundärkomponente (S_2) am nächsten liegt (innerer Lagrange Punkt L_1), und wird durch Coriolis-Kräfte so abgelenkt, daß seine Absorption nach dem Hauptminimum verstärkt auftritt.

- 2) Die Form der beiden Hauptmaxima in der Lichtkurve (z. B. Abb. 10, Seite 65) deutet auf eine Verformung der sichtbaren Komponente hin, wie sie für die Gestalt des Rochevolumens charakteristisch ist.
- 3) Wechselnde Gestalt der Lichtkurve, insbesondere des HM, läßt auf zirkumstellare Materie schließen, die bei einem völlig getrennten System nicht ohne weiteres verständlich wäre.



Eine Radiusbestimmung von S_1 kann, zusammen mit der Annahme, daß das Roche-Modell auf BM Cas anwendbar ist, Aufschluß über die Größe der Einzelmassen m_1 und m_2 geben.

6.3 Radius der Primärkomponente

Der Radius R_1 der sichtbaren Komponente von BM Cas läßt sich nach zwei verschiedenen Methoden abschätzen:

- 1) Bestimmung der Strahlungsenergie von S_1
- 2) Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit von S_1

6.3.1 Strahlungsenergetische Methode

Der Zusammenhang zwischen Radius R , bolometrischer Helligkeit M_{bol} und Effektivtemperatur T_{eff} eines Sterns (jeweils bezüglich der entsprechenden Werte der Sonne) ist gegeben durch

$$\log (R/R_{\odot}) = (M_{\odot} - M_{bol})/5 - 2 \log (T_{eff} / T_{\odot}) ;$$

Angaben über die unbekannten Parameter erhält man aus einer

- a) Spektralklassifikation ($\rightarrow T_{eff}, M_{bol}$)
- b) Entfernungsbestimmung ($\rightarrow M_{bol}$)

a) Spektralklassifikation

Auf Grund von RG-Messungen wurde im Spektrum von BM Cas das überlagerte Hüllenspektrum erkannt. Die außergewöhnliche Linienschärfe in der Phase 0.52 läßt sich nicht mit dem Spektrum eines gewöhnlichen Ia-Sterns vereinbaren. Die Linienaufspaltung zu den Quadraturen deutet darauf hin, daß Stern und Hülle keinen sehr unterschiedlichen Spektraltypen zuzuordnen sind (soweit man von einem Spektraltyp der Hülle überhaupt sprechen kann). Die Aufspaltungen sind jedoch auf keiner Platte genügend groß, um den Stern allein klassifizieren zu können.

Es wurde die Aufnahme C 1677 von BM Cas (Phase O.38) mit einem Spektrum von φ Cas (FO Ia Standard) verglichen. Wesentliche Unterschiede in den Linienintensitäten traten bei folgenden Elementen auf:

- Al I : Die Resonanzlinien $\lambda 3944 \text{ \AA}$ und $\lambda 3962 \text{ \AA}$ sind wesentlich schwächer in BM Cas. Nach Merrill (1958) zeigt Al I ab Spektraltyp AO wachsende Intensität bei fallender Temperatur. Leuchtkraftabhängigkeit: Linie bedeutend stärker bei Zwergen als in Riesen und Überriesen. Da jedoch φ Cas die Linie zeigt, muß BM Cas heißer sein, wenn man annimmt, daß es sich hierbei sicher nicht um einen noch extremeren Überriesen handelt.
- SrII : $\lambda 4078 \text{ \AA}$ und $\lambda 4216 \text{ \AA}$, beides Resonanzlinien, deutlich schwächer in BM Cas
- Mn I : Das Resonanztriplett (2) $\lambda \lambda 4031 \text{ \AA}$, $4033 \text{ \AA}$, $4034 \text{ \AA}$ erscheint in frühen A-Spektren, Intensität wächst mit fortschreitendem Spektraltyp. Multiplett (2) fast nicht sichtbar in BM Cas, ebenso $\lambda 3806 \text{ \AA}$ (6).
- Ca I : $\lambda 4227 \text{ \AA}$ ebenfalls schwächer in BM Cas. Eine Sonderstellung nimmt diese Linie (ebenso wie CaII H und K) ein, da sie mit der Phase veränderlich ist: In Phase O.76 (Platten C 2267, Ga 1639, Ga 1642) wird sie völlig diffus und fast unsichtbar.
- CaII : $\lambda 3934 \text{ \AA}$ wird zur Phase O.76 schmaler, evtl. von Emission oder interstellarer Absorption überlagert?
- Fe I : Allgemein schwächer in BM Cas, besonders auffällig zu erkennen bei dem Linienkomplex $\lambda \lambda 4046 \text{ \AA}$, $4064 \text{ \AA}$, $4067 \text{ \AA}$, $4072 \text{ \AA}$. Hierbei dürfte es sich um einen reinen Temperatureffekt handeln.

H : Die Wasserstoff-Linien H_γ und H_δ zeigen in der betrachteten Phase am deutlichsten die Strukturen von Hülle und Stern: Durch Stark-Effekt verbreiterte Absorptionsflügel, die den Stern in die Leuchtkraftklasse Ia_b oder Ib einzuordnen erlauben, haben im Kern eine sehr scharfe, schmale Hüllen-Absorptionslinie, die für die bisher gefundene Klassifikation des Sterns als Ia von ausschlaggebender Bedeutung gewesen sein dürfte. In höheren Gliedern der Balmerreihe erscheint die Hüllenkomponente nicht so ausgeprägt, die H-Linien sind häufig diffuser als in φ Cas, ein Effekt, der durch eine geringere Schwärzung in diesem Spektralbereich noch verstärkt hervortritt.

Damit im Zusammenhang scheinen auch die unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten zu stehen: Je höher die Quantenzahl, desto größer die Amplitude der RG-Kurve (Messungen bis H_{10}). Dies könnte seine Ursache in einer geringeren Hüllenabsorption höherer Wasserstoff-Terme oder in einem entsprechenden Balmerdekrement evtl. Überlagerter Emissionslinien haben.

H_α und H_β verdienen eine besondere Behandlung, da sie auch deutlich in Emission auftreten.

Ganz allgemein läßt sich aus den Blau-Aufnahmen schließen: Sämtliche Resonanzlinien sind in BM Cas schwächer als in φ Cas, dasselbe Verhalten zeigen viele Linien des neutralen Eisenatoms. (Merkwürdigerweise wurden in Doppelsternen mit ausgedehnten Hüllen (ϵ Aur, α Her etc.) gerade diese Übergänge als Absorptionslinien des zirkumstellaren Mediums (Deutsch 1956) beobachtet.)

Der Vergleich mit einem in vieler Hinsicht ähnlichen Doppelstern mit ausgeprägter Hülle, V367 Cygni, und der von Heiser (1961) angegebenen Klassifizierung des "Gasstrom"-Spektrums läßt das zusammengesetzte Spektrum von BM Cas ebenfalls als Mittel zwischen φ Cas (FO Ia) und HR 825 (A5 Ia-Standard), etwa als A7, erscheinen. Eine genauere Klassifizierung

scheitert allein schon an der großen Schrittweite (5 Unterklassen) der verfügbaren Standardsterne (MKK-System) in dem betrachteten Spektralbereich.

Um überhaupt getrennte Aussagen über Stern und Hülle machen zu können, wurden die beiden OHP-Aufnahmen (Ga 1639, Ga 1642, maximale Linienaufspaltung) untersucht, deren Phasenlagen praktisch identisch sind. Das Verhältnis der Linieneinsenkungen von Hüllen- und Sternkomponente ist in Tabelle 5 (Seite 32) wiedergegeben. Um Linien zu eliminieren, die z. B. durch Kornschwankungen verzerrt sind, wurden nur solche Profile vermessen, die auf beiden Platten die gleiche "ungestörte" Kontur zeigen.

Besonders auffällig ist die starke Korrelation von Anregungspotential und Verhältnis der Intensitäten beider Linienkomponenten von TiII ($\text{EP} \approx 1.1 \text{ eV}$), FeII ($\text{EP} \approx 2.8 \text{ eV}$) und CrII ($\text{EP} \approx 3.9 \text{ eV}$). Um hieraus Aussagen über die Druck- und Temperaturschichtung in der Hülle zu bekommen, müßte eine Grobanalyse durchgeführt werden. Dies dürfte allerdings wegen der zu erwartenden Verdünnungseffekte in der Hülle nicht zu relevanten Ergebnissen führen und scheitert außerdem daran, daß die Äquivalentbreiten in den vorhandenen Spektren nicht genau genug bestimmbar sind, da die Hüllenkomponenten zumindest auf der der Sternlinie abgewandten Seite von Emissionsstrukturen überlagert sind. Dieser Effekt zeigt sich deutlich sowohl bei "Einzellinien" an der Steilheit, mit der die Absorptionsflanke in das Kontinuum übergeht (es wird an dieser Stelle häufig angehoben), als auch bei Linienblends, in denen meistens die Hüllenlinien noch stärker dominieren, da benachbarte Sternlinien durch Emissionen aufgefüllt sind.

Tabelle 5

Element	λ	Stern Hülle	EP (eV)	Element	λ	Stern Hülle	EP (eV)
CrII (44)	4592.09	1.50	4.06	TiII (82)	4549.62	0.77	1.58
CrII (31)	4284.21	1.55	3.84	TiII (82)	4529.47	0.67	1.56
CrII (31)	4261.92	1.30	3.85	TiII (31)	4501.27	0.73	1.11
CrII (31)	4242.38	1.68	3.85	TiII (40)	4464.46	0.75	1.16
FeII (37)	4555.89	0.92	2.82	TiII (19)	4450.49	0.67	1.08
FeII (38)	4522.63	1.00	2.83	TiII (51)	4307.68	0.80	1.16
FeII (37)	4515.34	1.00	2.83	TiII (41)	4290.22	0.65	1.16
FeII (38)	4508.28	1.00	2.84	TiII (20)	4287.89	0.73	1.08
FeII (37)	4491.40	1.00	2.84	ScII (15)	4320.67	0.69	0.60
FeII (28)	4296.57	1.04	2.69	ScII (7)	4246.83	0.72	0.31

Nach dem Aussehen der Wasserstofflinien wurde BM Cas als A7 Iab oder Ib klassifiziert. Eine weitere Aussage über die Leuchtkraft der sichtbaren Komponente von BM Cas erhält man aus der H_Y -Intensität (Petrie 1968). Obwohl dieses Leuchtkraftkriterium bei Sternen mit H_α in Emission im allgemeinen nur im statistischen Sinne gilt (Schmidt-Kaler 1965a), soll es dennoch herangezogen werden, um eine obere Grenze für M_V festzulegen.

Für die Äquivalentbreite der Sternkomponente von H_Y erhält man als Mittelwert aus den Platten GA 1639, GA 1642:

$$W_{H_Y} = 4.5 \text{ \AA}$$

Unter Berücksichtigung von extrapolierten Korrekturen für Spektraltyp und Leuchtkraft (Ia-Ib) (Petrie 1968) findet man als maximale Helligkeit:

$$M_{vis} = -6.1^m$$

BM Cas muß also, wie schon vorher an höheren Gliedern der Balmerserie ersichtlich war, eine geringere Leuchtkraft haben als ein Iab-Überriese (mit $M_V = -6.8^m$).

Aus $M_{vis \max} = -6.1^m$, der bolometrischen Korrektur
 $BC = +0.3^m$ (Lamla 1965) und $T_{eff}(A7, Iab, Ib) \approx 8000^\circ K$
 (Abschätzung nach der Tabelle von Allen 1973) ergibt sich:

$$R_1 \max = 85 R_\odot$$

Man kann auch eine Beziehung benutzen, die vom Planckschen Strahlungsgesetz unter Bezug auf die isophote Wellenlänge $\lambda = 5290 \text{ \AA}$ ausgeht:

$$\log R = -0.02 - 0.2 M_V + 5900/T + 0.2 x_V(\lambda, T)$$

T bedeutet die Strahlungstemperatur, die im allgemeinen größer als T_{eff} ist. Wird an dieser Stelle die Ionisationstemperatur verwendet (bei einem A7-Überriesen $T \approx 8400^\circ K$), so erhält man unter Vernachlässigung des Faktors x_V :

$$R_1 \max = 80 R_\odot$$

Zur Einschränkung möglicher Radiuswerte sei die Leuchtkraftklasse von BM Cas als mindestens Ib vorausgesetzt. Dann wird $M_{V \min} = -4.8^m$ und folglich

$$\text{nach der ersten Methode: } R_1 \min = 47 R_\odot$$

$$\text{bzw. nach der zweiten Methode: } R_1 \min = 44 R_\odot$$

b) Entfernungsbestimmung

Eine weitere Aussage über die absolute bolometrische Helligkeit läßt sich durch eine Abschätzung der Entfernung von BM Cas erreichen. Diese wird in zwei Schritten durchgeführt:

- 1) Entfernungsbestimmung über differentielle galaktische Rotation
- 2) Nachweis der Mitgliedschaft in einer bekannten Assoziation

1) Differentielle galaktische Rotation

Diese Methode ist zur Entfernungsaßschätzung eines Einzelobjektes sehr ungenau, außerdem sind keine zuverlässigen Angaben über die Pekuliarebewegung von BM Cas bekannt. Das Ergebnis soll lediglich für den Nachweis in 2) zugrunde gelegt werden.

Mit dem von der IAU (1963) empfohlenen Wert für die Oortsche Konstante $A = 15 \text{ km/s} \cdot \text{kpc}$ und der galaktischen Länge von BM Cas $l^{\text{II}} = 123.29^\circ$ erhält man als grobe Näherung eine Entfernung von

$$r = v/A \cdot \sin(2l^{\text{II}}) = 4 \text{ kpc} \quad (v = \text{RG des Systems})$$

bzw. einen Entfernungsmodul

$$m - M = 13^{\text{m}},$$

2) Zugehörigkeit zu einer OB-Assoziation

Bei der Suche nach Bedeckungsveränderlichen in OB-Assoziationen stellte Semenjuk (1962) BM Cas auf Grund seiner galaktischen Koordinaten

$$l^{\text{II}} = 123.29^\circ \quad b^{\text{II}} = + 1.29^\circ$$

und des aus der Spektralklassifizierung (FO Ia) gewonnenen Entfernungsmoduls ($m-M = 14.1^{\text{m}}$) als mögliches Mitglied der Ass. III Cas zur Diskussion. Die mittleren Koordinaten dieser Assoziation, mit der neuen Bezeichnung Cas OB7 (Ruprecht 1966), sind:

$$l^{\text{II}} = 123.45^\circ \quad b^{\text{II}} = + 0.84^\circ$$

Ihre von W. Morgan et al. (1953) gefundenen Mitglieder sind der Tabelle 6 zu entnehmen (HD 4841 wurde wegen $v_{RG} = -29.6$ km/s ausgeschlossen). Die photometrischen Daten und Spektralangaben stammen von Hiltner (1956), Radialgeschwindigkeiten sind bei Abt (1972) zu finden. Diesen Daten gegenübergestellt sind die entsprechenden Werte für BM Cas: v_{RG} und Spektralklassifizierung wurden dieser Arbeit entnommen, m_{vis} hat Beyer (1964) angegeben, der Farbindex wurde von D. Hall (1971) zu $B-V = 1.04^m$ bestimmt. Aus dem Vergleich mit einem A7 Iab-Stern mit $(B-V)_O = + 0.11^m$ (Schmidt-Kaler 1965b) ergibt sich der beträchtliche Farbexzeß $E_{B-V} = + 0.93^m$, der schon durch interstellare Absorption allein erklärt werden kann, wie z. B. Intensitätsmessungen des deutlich erkennbaren Bandes bei $\lambda 4430$ Å zeigen. Die starke Korrelation zwischen der zentralen Absorptionsintensität bei dieser Wellenlänge und dem Farbexzeß stellte D. Duke (1950) durch Untersuchungen an zahlreichen Sternen fest. Seinen Messungen sind die Werte für $A_C 4430$ (Verhältnis von Linieneinsenkung bei $\lambda 4430$ Å zur Kontinuumshöhe an dieser Stelle) entnommen (Spalte 11 in Tab. 6). Aus den Spektren von BM Cas wurde der Mittelwert $A_C 4430 = 15 \pm 3\%$ gefunden.

Unter m_{ov} (Spalte 9) sind die scheinbaren visuellen Helligkeiten, korrigiert um die interstellare Absorption, zu verstehen, wobei für das Verhältnis von allgemeiner zu selektiver Absorption der Wert $R = A/E_{B-V} = 3.3$ (Allen 1973) Verwendung fand.

Tabelle 6

HD	α_{1950} h m s	δ_{1950} ° ' "	Sp.	v_{RG} (km/s)	v	B-V	E_{B-V}	m_{ov}	$m_o - M$	A_{c4430} (%)
3940	0 39 52	64 01 03	A1Ia	-48	7. ^m 26	0. ^m 73	0. ^m 76	4. ^m 75	11. ^m 7	13
4694	0 46 50	64 21 56	B3Ia		8.5	0.72	0.92	5.46	12.3	
4717	0 47 15	62 53 58		-50						7.8
5551	0 55 20	63 26 38	B1Ib	-51	7.71	0.62	0.87	4.84	10.6	12.4
5689	0 56 40	63 20 19	O6		9.13	0.34	0.66	6.95	12.0	
BM Cas	0 51 41	63 48 50	A7 I	-57	9.2	1.04	0.93	6.13	(13) 11.6	15 ₋₃

Wesentlichste Kriterien bei der Zuordnung eines Objektes zu einer Assoziation sind Entfernungsmodul und Radialgeschwindigkeit. Bei O- und B-Sternen wird für den Entfernungsmodul eine Abweichung von $\pm 1^m$ vom mittleren Modul der Assoziation zugelassen. Die Geschwindigkeitsdispersion der Mitglieder kann infolge von Expansion einer Assoziation bis zu ± 10 km/s betragen.

Für BM Cas sind als Entfernungsmodul zwei Werte eingetragen, um beide oben erwähnte Auswahlkriterien auch unabhängig voneinander erfüllen zu können:

a) $m_o - M = 13^m$ (aus diff. galakt. Rot.)

b) $m_o - M = 11.6^m$ (aus spektr. Klassifiz.)

Beide Angaben machen eine Zugehörigkeit des Bedeckungsveränderlichen zu Cas OB7 ziemlich wahrscheinlich; (bezüglich Angabe (a) ist natürlich ein direkter Vergleich der Systemgeschwindigkeit γ von BM Cas mit den Radialgeschwindigkeiten der übrigen Mitglieder beweiskräftiger als der aus γ abgeleitete Entfernungsmodul). Auch der Farboxzeß von

BM Cas deutet auf eine physische Zugehörigkeit zu dieser Assoziation, wobei der etwas höhere Wert durch die Beobachtung von Blaauw (1956), daß bei mehreren Assoziationen die staubförmige, interstellare Materie zu deren Zentren hin konzentriert ist, erklärt werden könnte.

Da sämtliche Indizien für eine Mitgliedschaft von BM Cas in der Cas OB7-Assoziation sprechen, wird im folgenden die Zugehörigkeit als weitgehend gesichert betrachtet. Damit ergibt sich für BM Cas eine mittlere Entfernung (Schmidt-Kaler 1958) von

$$r = 2400 \text{ pc}$$

und hieraus die absolute Leuchtkraft:

$$M_{\text{vis}} = m_{\text{ov}} + 5 - 5 \log r = -5.8^{\text{m}}$$

Daraus folgt für den Radius der sichtbaren Komponente:

$$R_1 = 74 R_{\odot}$$

6.3.2 Abschätzung der Rotationsgeschwindigkeit von S₁

Gelingt es, aus dem Linienprofil von Absorptionen der Primärkomponente von BM Cas deren Rotationsgeschwindigkeit abzuleiten, so erhält man unter Voraussetzung von gebundener Rotation eine weitere Aussage über die Größe von R₁.

Die einzige hier in Frage kommende Linie ist MgII 4481, da sich ihr Profil, von der Hüllenabsorption ungestört, einigermaßen gut ausmessen läßt. Von den Verbreiterungsmechanismen, welche die Fraunhoferlinien hauptsächlich beeinflussen, nämlich thermische Bewegung $2RT/\mu$, Mikroturbulenz ξ_t , Apparateprofil ξ_A , Makroturbulenz ξ_M und Rotation, lassen sich die beiden letzten nicht ohne weiteres trennen, man

erhält vielmehr einen Wert ξ_M , der vermutlich entweder die lineare Addition oder die Faltung von Makroturbulenz- und Rotationsprofil darstellt. Auch unter der Annahme einer gebundenen Rotation von S_1 läßt sich also zunächst nur eine obere Grenze für R_1 angeben.

Das Linienprofil im Dopplerkern kann durch eine Gaussfunktion dargestellt werden:

$$R = \exp (-\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2$$

Hierbei ist $\Delta\lambda$ Abstand vom Linienzentrum

$\Delta\lambda_D$ Dopplerverschiebung der Linie

$R(\Delta\lambda)$ Linieneinsenkung bei $\Delta\lambda$ bezogen auf das Kontinuum

Die Steigung der Geraden

$$\log R = -0.434 (\Delta\lambda)^2/(\Delta\lambda_D)^2 + \text{const}$$

liefert als obere Grenze

$$\Delta\lambda_D = 0.73 A.$$

Diese Größe hängt mit der Gesamtgeschwindigkeit ξ_0 über die Beziehung

$$\xi_0 = c \cdot \Delta\lambda_D/\lambda$$

zusammen.

Die in ξ_0 enthaltenen Geschwindigkeitsanteile sind nach dem Faltungsgesetz der Gaussverteilung miteinander verknüpft, so daß man die Makroturbulenz aus

$$\xi_M^2 = \xi_0^2 - \xi_t^2 - \xi_A^2 - 2RT/\mu$$

erhalten kann.

Das Apparateprofil wurde aus den schmalsten FeI-Standardlinien des Vergleichsspektrums zu $\xi_A \approx 20$ km/s ermittelt. Der Wert

für die mittlere Mikroturbulenz eines A7 I(ab,b)-Sterns wurde der Arbeit von J. D. Rosendhal (1970a) entnommen:

$$\xi_t = 9 \text{ km/s}$$

Bei Vernachlässigung der rein thermischen Geschwindigkeit führt das zu

$$\xi_M = 44 \text{ km/s}.$$

Der darin enthaltene Rotationsgeschwindigkeits-Anteil $v \cdot \sin i$ läßt sich nach einer von J. D. Rosendhal (1970b) durchgeführten statistischen Untersuchung der Makroturbulenz bei Überriesen abschätzen. Rosendhal hat die ξ_M -Werte von 64 Überriesen in dem Spektralbereich B0 bis A5 bestimmt. Auffällig ist, daß im Bereich A0 - A5 kein Wert unter 25 km/s auftritt, was bei einer Deutung von ξ_M als reine Rotationsgeschwindigkeit nicht verständlich wäre, da zu der untersuchten Menge (90% aller Ia, Iab-Sterne im Bereich O9 - A5 mit $m \leq +8$ und $\delta \geq 0^\circ$) sicher auch pole-on Sterne (oder zumindest solche mit sehr kleinem Neigungswinkel) gehören. Dies führte Rosendhal zu dem Schluß, daß die kleinste in dem betreffenden Spektralbereich gemessene Geschwindigkeit der Makroturbulenz zuzuordnen ist.

Korrigiert man diesen Wert durch Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit, mit der unter einer Anzahl von Objekten mit zufällig im Raum orientierter Drehachse mindestens ein pole-on Stern ist, so erhält man als Wert für die Makroturbulenz eines A5 Überriesen (und sicher auch für A7, da die Werte zwischen A0 und A5 fast konstant bleiben):

$$\xi_{\text{Makroturbulenz}} \geq 21 \text{ km/s}$$

Nimmt man als grobe Näherung an, daß sich Rotationsgeschwindigkeit und Makroturbulenz linear addieren, so folgt hieraus für die Äquatorgeschwindigkeit der sichtbaren Komponente von BM Cas:

$$v \cdot \sin i \leq 23 \text{ km/s}$$

Wird wieder $i \approx 90^\circ$ angenommen, so liefert diese Methode als Eingrenzung für den Radius R_1 unter der Voraussetzung von gebundener Rotation:

$$R_1 \leq 89 R_\odot$$

Läßt man diese Voraussetzung fallen, so behält die oben durchgeführte Abschätzung sehr wahrscheinlich ihre Gültigkeit, da in (fast) allen bisher bekannten Fällen von nicht-gebundener Rotation in engen Doppelsternsystemen die betreffende Komponente eine höhere Äquatorgeschwindigkeit zeigt (z. B. in Algol-Systemen).

[Hierzu im Widerspruch steht zunächst die von O. Struve (1952) bemerkte Tatsache, daß v_{rot} der Primärkomponente von β Lyrae (einem mit BM Cas vergleichbaren System) bei dem angenommenen Massenverhältnis $m_1/m_2 = 1.5$ viel zu klein ist im Vergleich zur synchronisierten Rotation. Kopal (1959b) versuchte diesen Beobachtungsbefund damit zu erklären, daß die nach der Entstehung des Sternsystems vorhandene Synchronisation bei der raschen, entwicklungsbedingten Expansion der Primärkomponente zusammenbrach, so daß deren Äquatorgeschwindigkeit wegen Drehimpulserhaltung abgebremst wurde. Überlegungen von S. Huang (1963) zeigen jedoch, daß die Zeit, die eine Sternatmosphäre benötigt, um sich auf eine äußere Kraft einzustellen, kleiner ist als die Umlaufsperiode (13^d bei β Lyr), so daß eine Gezeitendeformation immer gebunden rotiert und damit auch die Geschwindigkeit der übrigen Atmosphäre synchronisiert. Eine Lösung des Widerspruchs gelingt durch die auch auf Grund anderer Indizien geforderte Umkehrung des bisher angenommenen Massenverhältnisses der beiden Komponenten von β Lyrae.]

Die Ergebnisse der einzelnen Methoden zur Abschätzung von R_1 sind in Tabelle 7 zusammengefaßt. Der Wert $R_1 = 74 R_\odot$ scheint am besten gesichert zu sein und soll im weiteren verwendet werden. Er läßt sich zwanglos innerhalb der durch die anderen Methoden angebbaren Grenzen einordnen.

Tabelle 7

Methode	$R_1 (R_{\odot})$	Annahmen
Strahlungsenergie + Spektralanalyse	$46 \leq R \leq 85$	$-4.8^m \geq M_V \geq -6.1^m$ $T_{\text{eff}} = 8000^{\circ}\text{K}$
Strahlungsenergie + Mitglied Cas OB7	$R = 74$	$T_{\text{eff}} = 8000^{\circ}\text{K}$
v_{rot} aus Linienprofil MgII 4481	$R \leq 89$	$\xi_t = 9 \text{ km/s}$ $\xi_M = 21 \text{ km/s}$

6.4 Massen der einzelnen Komponenten

Unter der Annahme, daß die Primärkomponente von BM Cas ihr kritisches Volumen ausfüllt, ergibt sich demnach aus Abb. 6 ein Massenverhältnis

$$m_1 / m_2 = 0.23$$

und mit Hilfe der Massenfunktion

$m_1 = 1.7 m_{\odot}$	$m_2 = 7.3 m_{\odot}$
-----------------------	-----------------------

Auf Grund dieses ungewöhnlichen Massenverhältnisses und noch zu besprechender Eigenschaften von S_2 läßt sich BM Cas einer von Sahade (1966) zusammengefaßten Gruppe von Doppelsternen zuordnen, die dadurch charakterisiert sind, daß ihre Sekundärkomponenten massereicher und kleiner als die Primärkomponenten sind. Außerdem werden sie gewöhnlich von einer ausgedehnten Gashölle umgeben und sind meist von geringerer Leuchtkraft als es der ML-Beziehung entspricht.

Zu dieser Gruppe zählen folgende Objekte:

β Lyr, HD 47129, AO Cas, V 453 Sco, V 448 Cyg und wahrscheinlich auch HD 698, ϵ Aur und W Cru.

7. Aussagen über die Sekundärkomponente

Der für einen Nachweis der überlagerten zweiten Komponente günstigste Spektralbereich hängt ab von deren Temperatur. Ist die Sekundärkomponente heißer als S_1 , so wird ihr Spektrum bei kleineren Wellenlängen deutlicher hervortreten. In diesem Bereich liegen allerdings schon derart viele Linien der Primärkomponente, daß die Entdeckungswahrscheinlichkeit entsprechend verringert wird. Ist die gesuchte Komponente kühler als S_1 , dann wird sich ihr Spektrum im roten Spektralbereich deutlicher abheben; außerdem liegen dort wesentlich weniger Linien des A7-Sterns.

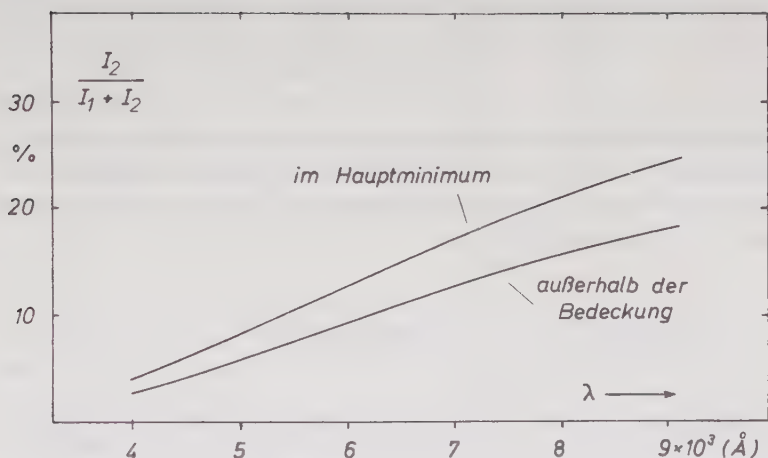
Die Ergebnisse der photometrischen Untersuchungen von Thiessen (1956) deuteten zunächst darauf hin, daß bei BM Cas der eine Extremfall einer wesentlich kühleren zweiten Komponente vorliegt. Ihre Temperatur leitete Thiessen aus dem in seinen Lichtkurven schwach erkennbaren Nebenminimum und der Annahme eines δ Cephei-Sterns zu $T_2 = 4410^\circ \text{K}$ (!) ab. Die Temperatur der Primärkomponente, deren Helligkeit im Hauptminimum um ca. 0.4^m geschwächt wird, gibt er mit $T_1 = 8600^\circ \text{K}$ an und berechnet die entsprechenden mittleren Radien zu $R_1 = 186 R_\odot$ bzw. $R_2 = 226 R_\odot$.

Mit diesen Angaben läßt sich, unter Verwendung des Planckschen Gesetzes, das Verhältnis der Intensität der zweiten Komponente zur Gesamtintensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmen (Abb. 7):

$$\frac{I_2}{I_1 + I_2} = \frac{x}{x + 1} \quad \text{mit} \quad x = \frac{e^{c_2/\lambda T_1} - 1}{e^{c_2/\lambda T_2} - 1} \frac{R_2^2}{R_1^2} c_1$$

$$c_1 = \begin{cases} 1.45 & \text{im Hauptminimum} \\ 1.0 & \text{außerhalb der Bedeckung} \end{cases} \quad c_2 = \frac{h \cdot c}{k}$$

Abbildung 7



Im photographisch erfaßbaren Spektralbereich ergibt sich demnach im nahen Infrarot die größte Wahrscheinlichkeit für die Entdeckung einer kühleren Sekundärkomponente (IN-Platten, bis $9000 \text{ \AA}$). Der dort anwendbaren Dispersion (HL-Spektrograph) von maximal $88 \text{ \AA/mm}$ steht jedoch die im roten Bereich (bis $6700 \text{ \AA}$) mögliche Dispersion von $44 \text{ \AA/mm}$ gegenüber. Nimmt man nun als grobes Kriterium für die Sichtbarkeit einer Linie (mit Intensität W) der zweiten Komponente deren vom Linienprofil eingeschlossene Fläche bezüglich des überlagerten Kontinuums $I_1 + I_2$, so ist die Entdeckungswahrscheinlichkeit bei $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ um den Faktor $(W \cdot 15 \cdot 88) / (W \cdot 24 \cdot 44) = 1.3$ größer als im nahen Infrarot ($\lambda = 8500 \text{ \AA}$). (Das einzige Spektrum mit $88 \text{ \AA/mm}$ im IR konnte allerdings nur außerhalb der Bedeckung gemacht werden, so daß mit einem Faktor 1.7 gerechnet werden muß.)

Auf Grund eingehender Untersuchungen (Hynek 1951) der Bedingungen für die Sichtbarkeit des zweiten Spektrums eines Doppelsterns gibt Herczek (1965) als größten Helligkeits-

unterschied ΔM_{vis} zweier Komponenten des Spektraltyps A bzw. K, bei denen bei Überlagerung der Spektren das schwächere im IR noch zu erkennen ist, den folgenden Wert an:

$$\Delta M_{\text{vis}} = 2.4^{\text{m}}$$

Wird also zunächst vorausgesetzt, daß die von Thiessen gefundenen Ergebnisse gültig sind, so erfüllt BM Cas diese Bedingung, da sich nach Abb. 7 im HM eine Helligkeitsdifferenz von 2.3^{m} ergibt; das zweite Spektrum müßte demnach zu finden sein.

7.1 Untersuchung des langwelligen Spektralbereiches

Die Aufnahmedaten der HL-Spektren im roten ($\lambda 5350-6700 \text{ \AA}$) und nahen infraroten ($\lambda 6000-8800 \text{ \AA}$) Bereich sind bereits in Tabelle 4 (Seite 10) angegeben. Ein Vergleich der 103aF-Aufnahmen mit Spektren von φ Cas, ϵ Aur und α Cyg (Groth 1961) bestätigte im wesentlichen den aus Blaufotografien gefundenen Spektraltyp der sichtbaren Komponente von BM Cas. Die Suche nach Linien, die nach Messungen von B. Warner et al. (1963) in späten Spektraltypen mit großen Äquivalentbreiten auftreten, blieb ohne Erfolg, einzig die Na D-Linien, auf deren Bedeutung bei der Suche nach einer "unsichtbaren" Komponente Popper (1962) besonders hinwies, sind auffallend breit; sie können jedoch meist nicht ausgemessen werden, da fast sämtliche Spektren in diesem Bereich sehr schwach belichtet sind. Außerdem sind sicher interstellare Na-Komponenten überlagert. In diesem Zusammenhang ist auch eine nicht identifizierbare Absorptionsstruktur bei $\lambda 6613 \text{ \AA}$, mit einer Äquivalentbreite von ca. $400 \text{ m\AA}$, erwähnenswert. Gahm und Hultquist (1972) fanden in K- und frühen M-Überriesen eine relativ starke Absorption bei $\lambda 6613.8 \text{ \AA}$, die sie als Blend FeI $6613.82 \text{ \AA}$ (13) mit YII $6613.74 \text{ \AA}$ deuteten; interstellare Absorption als Ursache zogen sie ebenfalls in Erwägung. Da auch bei BM Cas

keine anderen Linien des erwähnten FeI-Multipletts gefunden wurden und die Wellenlänge ($\lambda 6612.81\text{\AA}$) der unbekannten Linie phasenunabhängig ist, scheint die Absorption mit der von Herbig (1971) erwähnten interstellaren Linie bei $\lambda 6613.63\text{\AA}$ identisch zu sein.

Auffälligste Struktur im roten Spektralbereich ist die durch eine schmale Hüllenabsorption symmetrisch geteilte Emission in H_{α} , deren Intensität etwa dreifacher Kontinuumshöhe entspricht. Ihre Interpretation wird in Abschnitt 7.2.2 (Seite 49) gegeben.

(Zwei rein qualitative Bemerkungen zu den Spektren seien hier angebracht, ohne den Versuch einer Deutung: a) Sämtliche Linien sind (auf den Rot-Aufnahmen) undeutlicher zu erkennen als in den Vergleichsspektren, wie wenn kontinuierliche Emission überlagert wäre. b) Die nicht-metastabilen Linien von SiIII 6371 $\text{\AA}$ und 6347 $\text{\AA}$, deren Radialgeschwindigkeiten mit denen von MgII 4481 $\text{\AA}$ recht gut übereinstimmen, scheinen manchmal in den Linienflügeln geblendet (evtl. Kornschwankungen, da Aufnahmen meistens schwach belichtet?)).

Zur Untersuchung der Aufnahmen im nahen Infrarot wurden Vergleichsspektren späten Spektraltyps (F8Ib - M2Ia) herangezogen, die freundlicherweise von Frau W. Seitter zur Verfügung gestellt worden waren. Neben den für einen Spektralbereich A5 - F0 charakteristischen Absorptionslinien zeigen die Aufnahmen von BM Cas einige Besonderheiten:

O I 7773 : Dieses Linientriplett, nach S. B. Parsons (1964) einer der wichtigsten Leuchtkraft-Indikatoren bei A- und F-Sternen, tritt bei BM Cas mit ungewöhnlich großer Intensität auf. Die das ganze System umgebende Hülle dürfte hierfür verantwortlich sein.

K I 7665

K I 7699 : Beide Linien heben sich deutlich gegen das A-Band ab. Da sie meist erst ab G5 zu erkennen sind, wurde zunächst vermutet, daß sie ihren Ursprung in der Photosphäre der zweiten Komponente haben könnten (RG-Messungen in der Phase O konnten darüber keinen Aufschluß geben). Eine Kontrollaufnahme widerlegte die Vermutung (Platte C 2268, Phase O.78); mit einer mittleren Geschwindigkeit von $v_{RG} = -18$ km/s bewegen sich die K I - Linien jedenfalls "in Phase" mit der sichtbaren Komponente.

H I

Die Paschenlinien erscheinen auf der Platte C 2268 aufgespalten. Die mögliche Erklärung, daß es sich hierbei um die Auflösung (88 A/mm) der meistens überlagerten Blendlinien CaII(2) handelt, versagt allerdings bei der ebenfalls aufgespaltenen Linie P₁₅. Ob hier ein zur üblichen Aufspaltung (Hülle - Stern) zusätzlicher Effekt auftritt, kann nicht geklärt werden, da die Aufnahme bei nur vierstündiger Belichtung in diesem Spektralbereich recht schwach und außerdem durch ungleiche Sensibilisierung gestört ist.

N I 8680-

8686 : Dieser Linienkomplex kann nicht mehr in die einzelnen Komponenten aufgelöst werden. Er ist kräftiger als in α Cyg und etwa von gleicher Intensität wie die benachbarte Blendlinie P₁₃ + CaII. Ebenso auffallend sind zwei Linien vom Multiplett (3) des Stickstoff-Atoms N I 7442 A bzw. 7468 A. Zwar vergrößert sich die Intensität dieser hochangeregten N I - Übergänge nach Merrill (1958) mit wachsender Leuchtkraft, bei BM Cas scheint jedoch eine Überhäufung von Stickstoff vorzuliegen.

Diese zuletzt genannte Beobachtung wurde bereits bei einer Anzahl von massereichen, engen Doppelsternen gemacht und von Paczynski (1967) als Ergebnis einer Massenabgabe der (zunächst massereicheren) Primärkomponente gedeutet, deren im CNO-Zyklus mit Stickstoff zeitweise angereicherte Schichten hierbei freigelegt werden können.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die untersuchten Spektren keinen wirklich signifikanten Hinweis auf eine Sekundärkomponente mit den von Thiessen bestimmten Eigenschaften geben. Die von ihm aus der Lichtkurve und auf Grund einiger Annahmen abgeleitete Modellvorstellung ist jedoch auch aus anderen Gründen nicht aufrechtzuerhalten. Die in Abschnitt 6.3 angestellten Überlegungen lassen den von Thiessen angegebenen Wert von $186 R_{\odot}$ für den Radius R_1 nicht zu. (Der zu hohe Wert basiert auf Angaben zur Radialgeschwindigkeit, die, nach Behauptung von Thiessen, auch durch seine Berechnungen voll bestätigt werden (!); die RG ist aber tatsächlich um mehr als 50% zu klein.)

Noch zu erwähnende spektrale Indizien lassen auf einen Bahnneigungswinkel von $i \approx 90^{\circ}$ schließen. Hieraus folgt jedoch zunächst, daß im HM eine ringförmige Bedeckung der helleren Primärkomponente stattfindet. (Im Gegensatz dazu tritt nach Thiessen eine partielle Bedeckung ein, $i = 64^{\circ}$, $R_2 = 226 R_{\odot}$).

Allein schon aus den erwähnten Gründen kann von diesem Modell kein Hinweis für die Suche nach der Sekundärkomponente erwartet werden.

7.2 Spektrale Hinweise auf die zweite Komponente

Der Schlüssel zum Verständnis der Verhältnisse in BM Cas liegt wahrscheinlich in zwei bereits angemarkten Besonderheiten des Spektrums:

- 1) Rotationseffekt kurz vor und nach HM
- 2) Emission in den Balmerlinien, hauptsächlich in H_{α}

Beide Phänomene können nicht durch Eigenschaften der sichtbaren Komponente allein erklärt werden.

7.2.1 Rotationseffekt

Bei Bedeckungsveränderlichen wird eine zur Phase der Hauptbedeckung symmetrische Verzerrung der RG-Kurve üblicherweise als Überlagerung einer Rotationsgeschwindigkeit gedeutet: Eine breite Absorptionslinie erscheint durch die Sternbedeckung wechselseitig "abgedeckt" und ruft dadurch eine Wellenlängenänderung des Linienschwerpunktes hervor. Bei BM Cas versagt diese Interpretation, da die Linien in den betreffenden Phasen breiter werden. Zusätzliche Absorption nach dem HM wird seit O. Struves Untersuchungen auf Gasströme zurückgeführt, die sich von der Primär- zur Sekundärkomponente bewegen.

Im vorliegenden System treten diese Absorptionsstrukturen jedoch zu beiden Seiten des HM auf, so daß die Vorstellung eines Gasstroms naheliegt, der um die Sekundärkomponente herum wieder zum Ausgangsstern zurückfließt. Weitere spektroskopische Hinweise (Abschnitt 7.2.2) und Untersuchungen enger Doppelsterne mit vergleichbaren Eigenschaften lassen jedoch die Annahme einer rotierenden Hülle um S_2 plausibler erscheinen. Zusätzlich existiert ein Gasstrom von S_1 nach S_2 , der sich durch die erhöhte Absorption kurz nach dem HM bemerkbar macht.

Es wird also angenommen, daß der beobachtete Rotationseffekt dadurch verursacht wird, daß Licht der sichtbaren Komponente durch Materie strahlt, die in enger Beziehung zur Sekundärkomponente steht und daher Aussagen über deren Zustandsgrößen ermöglicht.

RG-Messungen der Satellitenlinien kurz vor und nach dem HM führen zu folgenden Ergebnissen:

- 1) Der rasche Vorzeichenwechsel der RG bzw. das deutliche "Umklappen" der zusätzlichen Absorptionsstruktur von der lang- zur kurzwelligen Seite einer Linie z. B. in Abb. 1 (Phase 0.95 und 0.06) ist nur möglich, wenn

der Neigungswinkel der Bahnebene nahe oder gleich 90° ist. D.h. die Annahme $\sin i = 1$ ist in erster Näherung berechtigt.

- 2) Die Drehrichtungen der Hülle um S_2 und des gesamten Systems um seinen Schwerpunkt sind gleichsinnig.
- 3) Die Rotationsgeschwindigkeit der Hülle (ca. 80 km/s) ist erheblich größer, als es einer gebundenen Rotation von S_2 (mit einem zunächst von Dürbeck (1974) durch vorläufige Rektifikation der Lichtkurve bestimmten Radius von ca. 0.16a) entsprechen würde. (Dieses Ergebnis behält seine Gültigkeit auch für den in Abschnitt 9 geforderten Wert für R_2 .)

Die Aussagen stützen sich auf die Untersuchung von Spektren in nur zwei verschiedenen Phasen. Von Aufnahmen, die in engen Phasenschritten die Dauer des HM überstreichen, sind deshalb weitere wichtige Aufschlüsse, insbesondere über die Ausdehnung der Hülle, zu erwarten. Zum Beispiel könnte ein Spektrum genau zum Zeitpunkt des HM breite Absorptionslinien zeigen, falls Strahlung von S_1 dann von beiden Seiten der rotierenden Hülle absorbiert wird.

7.2.2 Emission von Balmerlinien

Eine Hülle (bzw. eine rotierende Scheibe) um die Komponente eines engen Doppelsternsystems macht sich häufig durch das Auftreten von Emissionslinien, wie z. B. in RW Tauri, bemerkbar, deren Struktur und Intensität durch die Temperatur des Zentralsterns und die Eigenschaften des rotierenden Gases bestimmt werden. Die emittierte Strahlung, die meist um die heißere Komponente entsteht, ist jedoch oft so schwach, daß sie nur bei Bedeckung der Primärkomponente sichtbar wird.

Bei BM Cas ist deshalb die Emission in H_α von besonderem Interesse. (Auch in H_β ist eine Emission noch zu erkennen.

Sie wird dort aber größtenteils durch die dominierende Wasserstoff-Absorption von S_1 und der äußersten Hülle unterdrückt und soll daher nicht weiter diskutiert werden.) An Hand von RG-Messungen wurde zunächst versucht, die Emissionszone im System zu lokalisieren. Folgende Aussagen lassen sich hierzu machen:

- 1) Die überlagerte, scharfe Absorptionslinie (siehe z. B. Abb. 8, Seite 52) zeigt in allen beobachteten Phasen die gleiche mittlere RG von -56.5 ± 0.8 km/s, die mit der Systemgeschwindigkeit γ identisch ist. Die Linie entsteht folglich in einer äußeren Hülle, die beide Doppelstern-Komponenten einschließt.
- 2) Die Emissionsstruktur ist zur Hüllenabsorption weitgehend symmetrisch. Lediglich in den Linienflügeln ist häufig eine Unsymmetrie zu erkennen, die auf eine ständige Kontraktion des emittierenden Gases hinzuweisen scheint. Da die RG-Messungen nur an (meist überbelichteten) Schwärzungsprofilen möglich waren, ließ sich die Stationarität der Emission nur innerhalb eines Bereiches von ca. ± 10 km/s nachweisen. Hieraus folgt aber schon, daß die Emissionszone nicht an die sichtbare Komponente von BM Cas gebunden sein kann.
- 3) Deutet man das H_α -Profil als Rotationsprofil, so läßt sich eine Geschwindigkeit von $v \cdot \sin i = 210$ km/s ableiten. Würde H_α in einer rotierenden Hülle entstehen, die das gesamte Doppelstern-System einschließt, so müßte ein unerklärbar hoher Drehimpuls des Gases vorausgesetzt werden.
- 4) Die H_α -Emission muß also irgendwo in der Nähe des System-schwerpunktes entstehen. Bei engen Doppelsternen mit Massenaustausch sind häufig Emissionen beobachtet worden, deren Entstehungsort in der Nähe des inneren Lagrange-Punktes L_1 vermutet wird, da charakteristische Änderungen der Emissionsstrukturen bei Bedeckung von L_1 im HM auftreten.

Bei BM Cas wurden solche Linienänderungen während der Hauptbedeckung nicht beobachtet. Das führt zu dem Schluß, daß die Emissionszone mit der unsichtbaren Komponente gekoppelt sein muß, also auch deren Bahnbewegung mitmachen müßte. Auf Grund des in Abschnitt 6.4 gefundenen Massenverhältnisses $m_1/m_2 = 0.23$ liegt S_2 jedoch so nahe am Schwerpunkt des Systems, daß seine Bahnbewegung ($K_2 = 12$ km/s) aus v_{RG} von H_α infolge der niedrigen Meßgenauigkeit nicht bestimmt werden konnte.

Die Quasi-Stationarität von H_α ist mit den genannten Folgerungen ein weiterer Hinweis darauf, daß bei BM Cas die Sekundärkomponente wesentlich massereicher sein muß als die Primärkomponente.

Ein eindeutiger Beweis für die Koppelung von H_α -Emission und S_2 ließe sich mit Hilfe von Spektren führen, die zur Zeit des Nebenminimums aufgenommen werden. Die Bedeckung der Sekundärkomponente müßte eine Intensitäts- und Profiländerung von H_α zur Folge haben. (Einen ersten Hinweis auf diesbezügliche Änderungen läßt eine Aufnahme in Phase 0.57 vermuten (Dispersion: 86 Å/mm). Das Spektrum ist jedoch nur so kurz belichtet, daß außer der H_α -Emission kaum Kontinuum zu erkennen ist. Das Linienprofil, wenn überhaupt reell, erscheint stark unsymmetrisch, mit einer steil abfallenden Flanke auf der langwelligen Seite. Zur genannten Phase ist gerade bei diesem Linienflügel eine Störung zu erwarten).

Aus dem bisher Dargelegten leitet sich die Modellvorstellung einer rotierenden Hülle um S_2 ab, die sich durch Emission und Absorption bemerkbar macht.

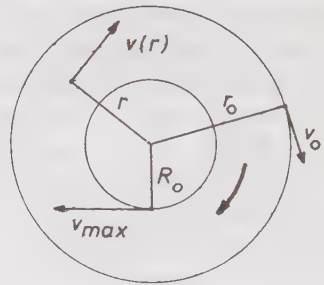
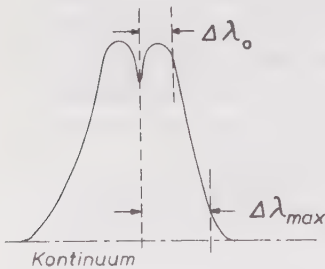
7.3 Relative Dimension der Emissionszone

Den Zusammenhang zwischen Emissionsprofil und Hüllenparametern hat G. Pöllitsch (1975) eingehend untersucht. Für rotierende Hüllen ergeben sich aus der Theorie Profile von H_{α} , derart, wie sie bei BM Cas beobachtet wurden. Die relative Dimension der Emissionszone läßt sich in folgender Weise abschätzen:

Für den Geschwindigkeitsverlauf eines Gases in einer rotationssymmetrischen Hülle sei allgemein angenommen:

$$v \cdot r^m = \text{const.} \quad r = \text{Abstand vom Zentrum}$$

Durch eine Strahlungsquelle in ihrem Zentrum entstehe Linienemission in einem Bereich, dessen Begrenzungen durch R_o (Sternradius) und r_o (äußerer Hüllenradius) gegeben seien.



H_{α} -Emission (z.B. Platte C 2117)

Abbildung 8

Der Zusammenhang der aus dem Linienprofil bestimmbaren Größen $\Delta \lambda_{\max}$ und $\Delta \lambda_o$ (Abb. 8) mit den Radien der Emissionszone ist gegeben durch

$$\frac{\Delta \lambda_o}{\Delta \lambda_{\max}} = \frac{v_o}{v_{\max}} = (R_o / r_o)^m ;$$

Der Exponent m läßt sich im vorliegenden Fall nicht explizit bestimmen, so daß zwei Spezialfälle betrachtet werden müssen:

$$m = 1 \quad (\text{Impulserhaltung})$$

$$m = 0.5 \quad (\text{Kreisbahnen})$$

Bei BM Cas ergeben sich als Mittelwerte aus Messungen an acht Intensitätsprofilen von H_{α} in verschiedenen Phasen:

$$v_0 = 83 \pm 4 \text{ km/s} \quad \text{und} \quad v_{\max} = 210 \pm 6 \text{ km/s}$$

und folglich

bzw.

$$r_0 = 2.5 R_0 \quad \text{für} \quad m = 1$$

$$r_0 = 6.4 R_0 \quad \text{für} \quad m = 0.5$$

Nach den Ergebnissen der RG-Messungen scheint ein "nahtloser" Übergang zwischen Emissions- ($r < r_0$) und Absorptionszone ($r > r_0$) zu bestehen.

7.4 Radius der Sekundärkomponente

Aus einer Betrachtung der Stabilität gegen Rotation läßt sich Aufschluß über den maximal möglichen inneren Radius (R_0) der rotierenden Hülle bzw. über den Sternradius R_2 gewinnen.

Sei ω_c die kritische Winkelgeschwindigkeit einer sphärisch angeordneten Masse, bei der am Äquator im Abstand R vom Zentrum Gleichgewicht zwischen Zentrifugalkraft und Gravitation herrscht, so gilt:

$$\omega_c^2 R = G M / R^2$$

Bei der Diskussion von Rotationseffekten in O- und B-Sternen, bei denen das Roche-Modell (hier: gesamte Masse M im Zentrum konzentriert) zugrunde gelegt wurde, beschreibt A. Slettebak

(1949) das Erreichen der Stabilitätsgrenze durch

$$\frac{\omega_c^2}{2\pi G \bar{\rho}} = 0.36075,$$

wobei $\bar{\rho}$ die mittlere Dichte der innerhalb der kritischen Äquipotentialfläche liegenden Materie bezeichnet. Ist die Geschwindigkeit $v_{\max} = \omega_c \cdot R$ gegeben, so läßt sich bei vorgegebener Masse m der aus Stabilitätsgründen maximal mögliche Radius $R_{\max}$ berechnen.

$$R_{\max} = \frac{G m 0.36 \cdot 3}{2 \cdot v_{\max}^2} \quad (\text{cm});$$

$v \text{ in cm/s}$
 $m \text{ in g}$
 $G = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ dyn cm}^2 \text{ g}^{-2}$

Mit $m_2 = 7.3 m_{\odot}$ und $v_{\max} = 210 \pm 6 \text{ km/s}$ erhält man für den inneren Hüllenradius $R_{\odot}$:

$$R_{\odot \max} = 17.0 \pm 1 R_{\odot}$$

und damit auch als Abschätzung für den Sternradius der unsichtbaren Komponente:

$$R_2 \leq 18 R_{\odot}$$

7.5 Anregung der Emissionszone - Strömgrenradius

In den Lichtkurven von BM Cas, die zu verschiedenen Epochen bestimmt wurden, ist nicht immer ein Nebenminimum zu erkennen. Da es jedenfalls sehr schwach ist, müßte man zunächst auf eine kühlere Sekundärkomponente schließen. Dann allerdings erscheint die Anregung bzw. Ionisation der Emissionszone durch S_2 fraglich. Es wurde deshalb untersucht, ob hierfür die Primärkomponente verantwortlich sein könnte.

Zunächst kann man eine grobe Abschätzung der Dichte der Hülle um S_2 aus der Intensität z. B. ihrer H_{δ} -Absorptions-

linie gewinnen. In optisch dünnen Gasen läßt sich nach der Methode von Unsöld (1955) aus der Äquivalentbreite von H_δ die Anzahl der Wasserstoffatome im zweiten Quantenzustand (in einer Säule der Höhe H und 1cm^2 Querschnitt) bestimmen:

$$(7.1) \quad W_{H_\delta} = \int x_v d\lambda = \frac{e^2 \pi \lambda^2 N_{O2} H \cdot f}{m \cdot c^2};$$

(N_{O2} = Anzahl der Teilchen mit $n=2$; x_v = optische Dicke; e , m = Ladung, Masse des Elektrons; f = Oszillatorenstärke)

Bei BM Cas ist der Wert für die Hüllenabsorption W_{H_δ} durch Vergleich der Äquivalentbreiten von H_δ in zwei Spektren (im NM bzw. kurz vor oder nach HM) leicht zugänglich. Mit $W_{H_\delta} \approx 1 \text{ A}$ und $f = 2.209 \cdot 10^{-2}$ (Unsöld S. 346) ergibt sich:

$$N_{O2} \cdot H = 3.0 \cdot 10^{14} \text{ Teilchen/cm}^2$$

Die nur im thermodynamischen Gleichgewicht gültige Boltzmann-Gleichung soll nun lediglich zur groben Abschätzung der Gesamtzahl neutraler H-Atome verwendet werden:

$$(7.2) \quad \frac{N_{O2} H}{N_O H} = \frac{g_{O2}}{u_O} \exp(-\chi_{O2} / kT_H);$$

Die Anregungstemperatur der Hülle um S_2 wird auf Grund ihrer Absorptionsstrukturen, die denen der A7-Komponente ähnlich sind, zu etwa 8000°K angenommen. Zur gewünschten Abschätzung genügt es jedoch, die minimale Gasdichte zu bestimmen, d. h. als Temperatur wird $T_H = 9000^\circ\text{K}$ eingesetzt, da hierbei die maximale Besetzung des zweiten Quantenzustands auftritt. Damit erhält man:

$$N_O H = 3.8 \cdot 10^{19} \text{ Teilchen/cm}^2$$

bzw. bei Annahme eines Maximalwertes für H ($H \leq \text{maximaler Durchmesser der Emissionszone} = 2 \cdot r_O = 230 R_\odot$):

$$N_O = 2.4 \cdot 10^6 \text{ Teilchen/cm}^3.$$

Wird berücksichtigt, daß bei 9000° ein Wasserstoffgas größtenteils ionisiert ist, so läßt sich die Gesamtzahl der Gasteilchen näherungsweise durch Bestimmung der Iondichte über die Saha-Gleichung ermitteln, wobei Ionen- und Elektronendruck gleichgesetzt werden können:

$$(7.3) \quad \frac{N_1^2}{N_0} = \frac{2 u_1 (2 \pi m k T_H)^{3/2}}{u_0 h^3} \cdot e^{-(\chi_1 / k T_H)}$$

Eingesetzt ergibt sich:

$$N_1 = N_H \approx 1.2 \cdot 10^{10} \text{ Teilchen/cm}^3$$

Dies stellt bei den gemachten Annahmen eine untere Grenze für die Gasdichte um S_2 dar. Wird nun ein Dichteverlauf $N_H(r)$ zwischen S_1 und S_2 vorausgesetzt, so läßt sich nach der Theorie von Strömgren (1937, 1939) der maximale Radius r_0 um S_1 angeben, bis zu dem eine Ionisation des umgebenden Gases durch die Primärkomponente erfolgen kann.

Ausgehend von der genäherten Ionisationsgleichung, die mit (7.3) identisch ist bis auf Faktoren, welche die Abweichung vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht beschreiben:

$$(7.4) \quad \frac{N_1 N_e}{N_0} = \frac{(2 \pi m k T_S)^{3/2}}{h^3} \frac{2 u_1}{u_0} e^{-(\chi_1 / k T_S)} \cdot \left(\frac{T_H}{T_S} \right)^{1/2} \cdot w \cdot e^{-\tau_1} =$$

$$=: c_1 \frac{e^{-\tau_1}}{r^2} ;$$

T_H = Strahlungstemperatur der Hülle

τ_1 = optische Tiefe an der Lyman-Grenze

T_S = Strahlungstemperatur des anregenden Sterns

W = geometrischer Verdünnungsfaktor

$$= 1/2 (1 - \sqrt{1 - (R/r)^2}) \approx (R/2r)^2 \quad \text{für } r^2 \gg R^2$$

R = Sternradius, r = Abstand vom Stern

findet man, für den Fall, daß die optische Tiefe der Hülle für das Lyman-Kontinuum groß gegen 1 ist, als Näherungslösung für den Strömgren-Radius r_0 bei beliebigem $N_H(r)$:

$$(7.5) \quad \int_R^{r_0} N_H^2(r) r^2 dr = \frac{c_1}{\kappa_1};$$

(κ_1 = Absorptionskoeffizient pro Atom an der Lyman-Grenze = $6.4 \cdot 10^{-18}$)

Wird zur Vereinfachung die Dichte der Hülle zunächst als konstant vorausgesetzt, dann erhält man durch Integration von (7.5) den relativen Strömgrenradius:

$$(7.6) \quad \frac{r_0}{R} = \left[1 + \frac{3 \cdot 6.03 \cdot 10^{14} (T_H)^{1/2} T_S e^{-(\chi_1/kT_S)}}{\kappa_1 N_H^2 R} \right]^{1/3}$$

Zwei Fälle sind nun zu betrachten:

a) Ionisation durch S_1 :

$$T_S = 8000^\circ K, \quad T_H = 9000^\circ K, \quad N_H = 1.2 \cdot 10^{10};$$

Daraus folgt $r_0/R \approx 1$, d. h. die Ionisation durch die Primärkomponente reicht nicht wesentlich über deren Radius hinaus.

b) Ionisation durch S_2 :

Falls die Emission durch Strahlung angeregt wird, kann dafür nur die Sekundärkomponente verantwortlich sein. Nimmt man wieder für die Hülle $T_H = 8000^\circ K$ an, so erreicht der Strömgrenradius r_0 bei einer Temperatur von S_2

$$T_{S_2} = 14400^\circ K$$

den in Abschn. 7.3 geforderten Wert $r_0/R_2 = 2.5$ bzw. bei

$$T_{S_2} = 17200^\circ K$$

den maximalen Hüllenradius $r_0/R_2 = 6.4$.

Berücksichtigt man, daß Sterne mit diesen Temperaturen schon eine starke Lyman-Absorption zeigen, dann scheint die unsichtbare Komponente von BM Cas ein noch wesentlich heißerer B-Stern (früher als B5) zu sein.

Es liegt dann nahe, auch die hohe Rotationsgeschwindigkeit der Hülle als charakteristische Eigenschaft von Materie um Sterne dieses frühen Spektraltyps zu erklären. Ein Vergleich mit Eigenschaften von Einzelsternen ist allerdings sehr fraglich, da ein Massenaustausch zwischen den Komponenten eines engen Systems deren Rotationsgeschwindigkeiten wesentlich beeinflussen kann (Plavec 1969).

Ungeklärt bleibt ferner, ob die Hülle sich durch Instabilitäten (an der Oberfläche von S_2) gebildet hat oder nur als Zwischenstadium von Materie angesehen werden muß, die von S_1 nach S_2 fließt und infolge eines zu hohen Drehimpulses zunächst in einem Ring um die Sekundärkomponente gespeichert wird (damit evtl. Kontraktion in H_α -Profil erklärbar?).

7.6 Absorptionslinien der Sekundärkomponente (He I)

Das überraschende Ergebnis, daß es sich bei der zweiten Komponente um einen heißen Stern handeln könnte, erhält Unterstützung durch das Auffinden von Absorptionsstrukturen im Spektrum von BM Cas, die bei den Frequenzen der Linien des neutralen Heliums auftreten.

Auf Grund der angenommenen hohen Rotationsgeschwindigkeit von S_2 und $i \approx 90^\circ$ wurde nach breiten Absorptions-"Schüsselformen" der für B-Spektren charakteristischen HeI-Linien im kurzwelligen Spektralbereich gesucht. Es ließen sich jedoch keine auffälligen Strukturen nachweisen. Zu der für diese Untersuchung günstigsten Phase (Hauptminimum) sind keine ausreichend belichteten Blau-Aufnahmen vorhanden, so daß sich die Suche auf den roten Spektralbereich

beschränken mußte (Platten C 1931, 1934). Bei den Wellenlängen der dort kräftigsten HeI-Linien

HeI 5875.6 Å (Triplet)
und HeI 6678.1 Å

wurden in beiden Spektren jeweils schwache Einsenkungen des Kontinuums gefunden, die auch auf Grund ihrer Breite als Linien der rotierenden B-Komponente interpretiert werden könnten.

Obwohl die Linienkonturen nur schwach erkennbar sind, wurde versucht, aus ihnen rückschließend eine grobe Abschätzung bezüglich Intensität und Radius von S_2 zu erhalten. Prinzipiell läßt sich durch Vergleich der Äquivalentbreiten W_λ (A+B) von Heliumlinien (bezogen auf die überlagerten Kontinua des A- und B-Sterns) bei BM Cas mit den Äquivalentbreiten W_λ (B) der gleichen He-Linien in einem (S_2 ähnlichen) B-Vergleichssterne das Intensitätsverhältnis der Komponenten von BM Cas näherungsweise bestimmen:

$$W_\lambda (S_1 + S_2) = \int \frac{F_K(S_2) R_2^2 - F_\lambda(S_2) R_2^2}{F_K(S_1) R_1^2 + F_K(S_2) R_2^2} d\lambda$$

Der Vergleichssterne liefert:

$$W_\lambda (B) = \int \frac{F_K(B) - F_\lambda(B)}{F_K(B)} d\lambda$$

mit $F_K(S_{1,2})$ = Strahlungsstrom des Kontinuums von $S_{1,2}$

$F_\lambda(S_2)$ = Strahlungsstrom von S_2 an der Stelle λ

Unter der Voraussetzung von $F_K(S_1) \cdot R_1^2 \gg F_K(S_2) \cdot R_2^2$

und $F_K(S_2) = F_K(B)$

läßt sich jetzt schreiben:

$$W_\lambda (S_1 + S_2) \approx W_\lambda (S_1) = \frac{R_2^2}{R_1^2 F_K(S_1)} \int (F_K(S_2) - F_\lambda(S_2)) d\lambda ;$$

Dann erhält man als Intensitäts-Verhältnis:

$$\frac{w_{\lambda}(S_1 + S_2)}{w_{\lambda}(S_2)} = \frac{R_2^2 F_K(S_2)}{R_1^2 F_K(S_1)} = \frac{I(S_2)}{I(S_1)} \quad \lambda$$

wobei die $F_K(S_{1,2})$ in erster Näherung über das Planck-Gesetz mit Hilfe der Temperaturen $T_{1,2}$ bestimmt sind.

Die Äquivalentbreiten der HeI-Linien sind (infolge starker Kornschwankungen auf den verwendeten Platten) derart schlecht meßbar, daß als Ersatz die maximale Linieneinsenkung eines angepaßten Linienprofils gemessen wurde. Dazu war es nötig, von den relativ schmalen HeI-Linien ($\lambda 5876 \text{ \AA}$, $6678 \text{ \AA}$) eines pole-on B-Sterns ($\delta \text{ Cet}$, B2Ia, Platte 5162, Aufnahme von R. Häfner 1975) nach der Methode von Wellmann (1939) rotationsverbreiterte Profile abzuleiten, die der Äquatorgeschwindigkeit von S_2 in BM Cas (210 km/s) entsprechen.

Die ursprünglich im Spektrum von $\delta \text{ Cet}$ gemessene maximale Linieneinsenkung von HeI 5876 $\text{\AA}$ (diese Linie war auf der Aufnahme am besten definiert und wurde dann auch ausschließlich verwendet) beträgt 55% gegenüber der Einsenkung des konstruierten Rotationsprofils mit nur 14%. Dieses wurde durch Variation der Kontinuumsstärke so lange verändert, bis eine optimale Anpassung an das Spektrum von BM Cas erreicht war. Berücksichtigt man noch die Schwächung des Kontinuums von S_1 im HM, so erhält man als untere Grenze für das Intensitätsverhältnis (bei der betrachteten Wellenlänge):

$$\frac{I(S_1)}{I(S_2)} = 6$$

d. h. die "unsichtbare" Komponente ist dort mindestens zwei Größenklassen schwächer als die sichtbare.

Mit dieser Abschätzung läßt sich, bei Annahme der Temperaturen $T_1 = 8000^\circ\text{K}$ für S_1 und $T_2 = 15000^\circ\text{K}$ (bzw. 18000°K) für S_2 und mit dem Wert $R_1 = 74 R_\odot$, der Radius der Sekundärkomponente eingrenzen:

$$R_2^2 = \frac{I(S_2)}{I(S_1)} R_1^2 \cdot \frac{e^{c_1/\lambda T_2} - 1}{e^{c_1/\lambda T_1} - 1} ; \quad \text{mit} \quad c_1 = \frac{h \cdot c}{k} = 1.44 \text{ (cm grad)}$$

oder $R_2 \leq 14 R_\odot$ bzw. $R_2 \leq 11 R_\odot$.

Berücksichtigt man die Strahlungsabsorption in der eigenen Hülle, so erhöhen sich diese Grenzwerte; sie unterscheiden sich dann nicht wesentlich von dem aus Stabilitätsgründen geforderten Wert ($R_2 \leq 18 R_\odot$).

8. Dimensionen der gemeinsamen Hülle

Welche Aussagen lassen sich über die äußere, das Doppelsystem einschließende, Hülle machen, deren Absorptionslinien die dominierende Rolle im Spektrum spielen?

Die am besten meßbaren Hüllenlinien zeigen eine schwache RG-Änderung Δv_H , die mit der Bewegung der sichtbaren Komponente phasenstarr verbunden ist. Die Modellvorstellung einer rotierenden Absorptionszone dieser Hülle, die auch bei dem β Lyrae ähnlichen Doppelstern HD 72754 vermutet wird (Thackeray, 1971), kann dieses Phänomen erklären. Sie geht davon aus, daß die Primärkomponente bei ihrer Bewegung v_1 um das Massenzentrum durch verschiedene Teile dieser Zone beobachtet wird und damit die Projektion deren Rotationsgeschwindigkeit v auf den Sehstrahl variiert. Nimmt man ferner an, daß sich das Gas der Hülle auf Kepler-Bahnen bewegt, so läßt sich ihr Abstand r vom System-Schwerpunkt S und ihre Geschwindigkeit v berechnen.

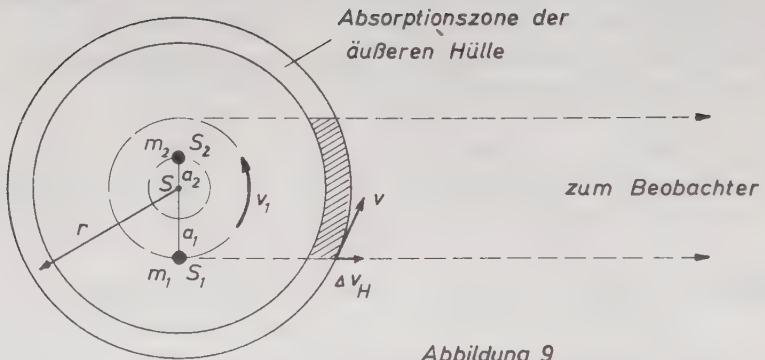


Abbildung 9

Wie aus Abb. 9 ersichtlich, ist die Maximalamplitude der sinusförmigen Bewegung der Hüllenlinien $\Delta v_{H\max} = \pm v \cdot a_1 / r$. Ihr Wert wurde aus den OHP-Aufnahmen (GA 1639, 1642) zu etwa 15 km/s bestimmt. Die wesentlich schlechter meßbaren Linien zur Phase 0.23 zeigen bezüglich ihrer RG kaum Differenzen zur Systemgeschwindigkeit γ . Falls dieser Effekt reell ist, könnten durchaus Emissionen hierfür verantwortlich sein (Abschnitt 4.4). Bis zur Klärung dieses Sachverhalts durch Spektren noch höherer Dispersion soll zunächst eine sinusförmige RG-Kurve mit der zur Phase 0.76 abgeleiteten Amplitude zugrunde gelegt werden, d.h. $v \cdot a_1 / r = \pm 15$ km/s.

Läßt sich die Masse der Hülle gegenüber m_1 und m_2 vernachlässigen und die Summe der Massen als in S vereinigt betrachten, dann wird:

$$v^2 \cdot r = (m_1 + m_2) G$$

Dagegen gilt für die Geschwindigkeit der Primärkomponente:

$$a_1 (1 + \alpha)^3 v_1^2 = (m_1 + m_2) G ; \quad \alpha = m_1 / m_2$$

Mit $v_1 = 62 \text{ km/s}$, $a_1 = 238 R_\odot$ und $\alpha = 0.23$ erhält man:

$$r/a_1 = (1 + \alpha) (62/15)^{2/3} = 3.2$$

bzw.

$$r = 750 R_\odot \quad \text{und} \quad v = 47 \text{ km/s}$$

Falls dieses Modell die tatsächlichen Verhältnisse richtig beschreibt, läßt sich mit ihm auch die Stationarität der H_α -Absorptionslinie zwanglos erklären (bzw. für die wichtige Phase 0.75 voraussagen), da ihre absorbierte Energie hauptsächlich aus der emittierenden Hülle um die Sekundärkomponente stammt, deren im Vergleich zu S_1 um den Faktor α reduzierte Bewegung sich in der H_α -Hüllenlinie widerspiegelt. Ihre Maximalamplitude berechnet sich zu

$$(\Delta v_H)_{H_\alpha} = v \frac{a_1 m_1}{r m_2} = \pm 3 \text{ km/s.}$$

Die RG-Messungen von H_α zeigen eine Standardabweichung von $\pm 2.5 \text{ km/s}$, so daß sich der vorausgesagte Effekt in den vorhandenen Spektren kaum nachweisen läßt.

Ein weiteres Problem im Zusammenhang mit dem Hüllenspektrum stellte zunächst die Frage nach seinem Anregungsmechanismus dar. Es ist sehr unwahrscheinlich, daß die A7-Komponente mit ihren 8000°K die Hülle genügend anregt bzw. ionisiert, um in deren Spektrum die kräftigen Balmerlinien (bzw. Linien des FeII) erzeugen zu können. Ähnlich wie bei V367 Cyg, einem Doppelstern mit vergleichbarer Hülle, dessen anregende Komponente nach A. Underhill (1954) früher als AO sein muß, ist auch bei BM Cas zur Anregung bzw. Ionisation ein wesentlich heißerer Stern als A7 notwendig.

Es scheint also nur die Strahlung der Sekundärkomponente (die allerdings schon durch die eigene Hülle gedämpft wird) für den Zustand der äußeren, gemeinsamen Hülle verantwortlich zu sein.

9. Vergleich der spektroskopischen und photometrischen Ergebnisse

Wie bereits eingangs erwähnt, ist trotz der großen Zahl von Helligkeitsmessungen (hauptsächlich von Beyer und Wenske) bei der fortlaufenden Überwachung von BM Cas die Interpretation der photometrischen Daten bis heute nicht gelungen.

Die Zusammenfassung sämtlicher Meßwerte zu einer einheitlichen Lichtkurve führt infolge starker Streuungen zu erheblichen Schwierigkeiten (Dürbeck 1974), so daß die Zulässigkeit einer Reduktion sämtlicher Meßreihen auf eine einzige Epoche bezweifelt wird. Die Lichtkurve von BM Cas (siehe z. B. Abb. 10, in der Messungen über mehrere Epochen zusammengefaßt sind; Helligkeitsskala mit willkürlichem Nullpunkt) soll daher nur in ihren Hauptzügen besprochen werden.

Auffällig sind zunächst die unterschiedliche Tiefe (im Mittel 0.4^m) und die wechselnde Gestalt der Kontur des Hauptminimums zu verschiedenen Epochen. Die Dauer der Bedeckung schwankt etwa zwischen 40 und 50 Tagen. Ein Nebenminimum ist nur andeutungsweise vorhanden und wird vielleicht durch die beiderseitigen Maxima vorgetäuscht, die in Abschnitt 6.2 der Verformung von S_1 zugeschrieben wurden. Mit Hilfe dieser Angaben lassen sich sofort zwei Aussagen machen, die in krassem Widerspruch zu den spektroskopischen Ergebnissen stehen:

- 1) Die Sekundärkomponente scheint kühler zu sein
- 2) Mit den spektroskopisch gefundenen Werten:
 $i \approx 90^\circ$, $R_1 = 74 R_\odot$ und näherungsweise sphärische Komponenten vorausgesetzt, folgt aus der mittleren Breite des HM als Mittelwert für R_2

$$R_2 = 115 R_\odot$$

d. h. S_2 müßte im Hauptminimum S_1 vollständig abdecken.

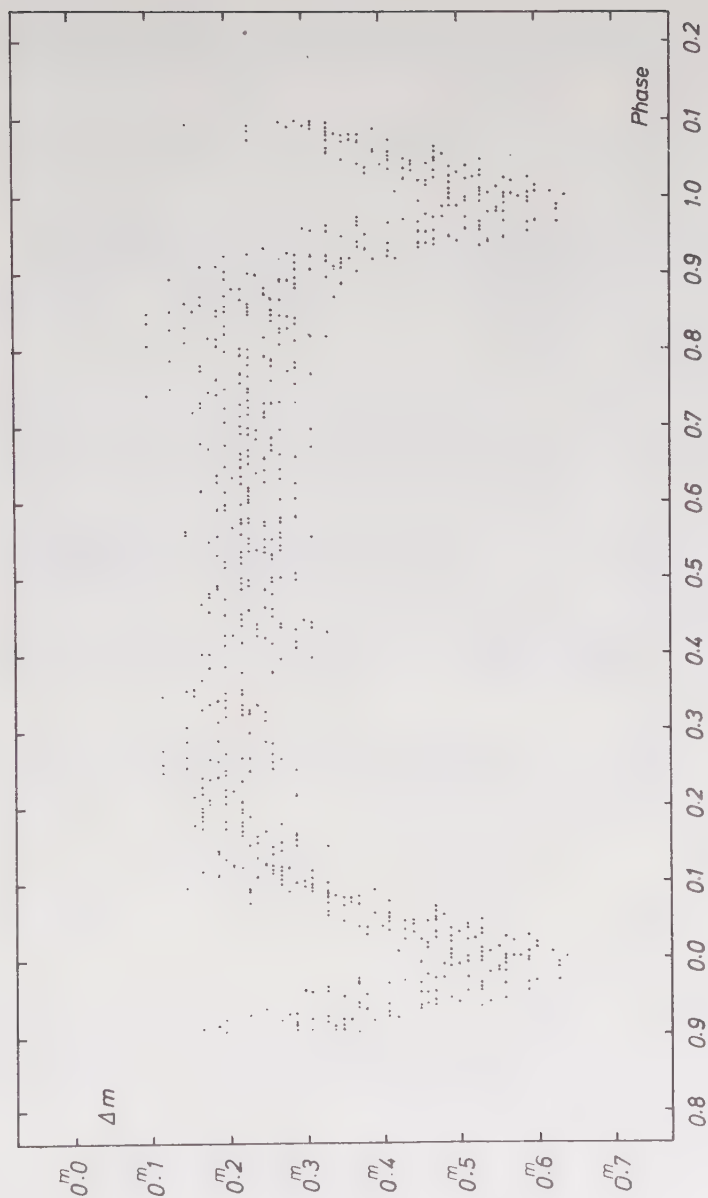


Abb. 10: Lichtkurve von BM Cas (zusammengestellt von Dürbeck nach Beobachtungen von Beyer)

Diese Diskrepanz läßt sich klären durch spezielle Annahmen bezüglich der Struktur des bedeckenden Mediums. Es muß hauptsächlich absorbierende (oder `streuende) Eigenschaften aufweisen, ohne jedoch selbst im integralen sichtbaren Licht besonders in Erscheinung zu treten (andernfalls könnte man zumindest ein deutliches Nebenminimum erwarten).

Die Sekundärkomponente von BM Cas, auf Grund der bisher angestellten spektroskopischen Untersuchungen charakterisiert, soll nun im Hinblick auf die geforderten Eigenschaften betrachtet werden.

Die Sternkomponente S_2 trägt nicht wesentlich zur Gesamthelligkeit des Systems bei (Abschnitt 7.6); ihre Strahlung wird daher bei der nachfolgenden Abschätzung vernachlässigt. Das Hauptminimum wird im wesentlichen durch die Hülle um S_2 hervorgerufen, welche zumindest in ihrem inneren Bereich (HII-Region) das Licht der Hauptkomponente durch Elektronenstreuung abschwächen kann (Batten 1973b).

Die Verhältnisse während des Hauptminimums lassen sich folgendermaßen darstellen:

Beim Durchgang durch die Hülle werde die Strahlung der Primärkomponente durch Streuung an Elektronen um den Faktor $e^{-\sigma_{el}}$ geschwächt. Hierbei ist

$$\sigma_{el} = \frac{8 \pi e^4}{3 m^2 c^4} \cdot N_e = 6.65 \cdot 10^{-25} \cdot N_e$$

(N_e = Zahl der Elektronen pro cm^2)

Die Radien der Primär- und Sekundärkomponente seien R_1 ($74 R_\odot$) bzw. R_2 ($18 R_\odot$), der Radius der Emissionszone R_H ($R_H \leq R_1$) und $i \approx 90^\circ$. Dann wird die Tiefe des Hauptminimums:

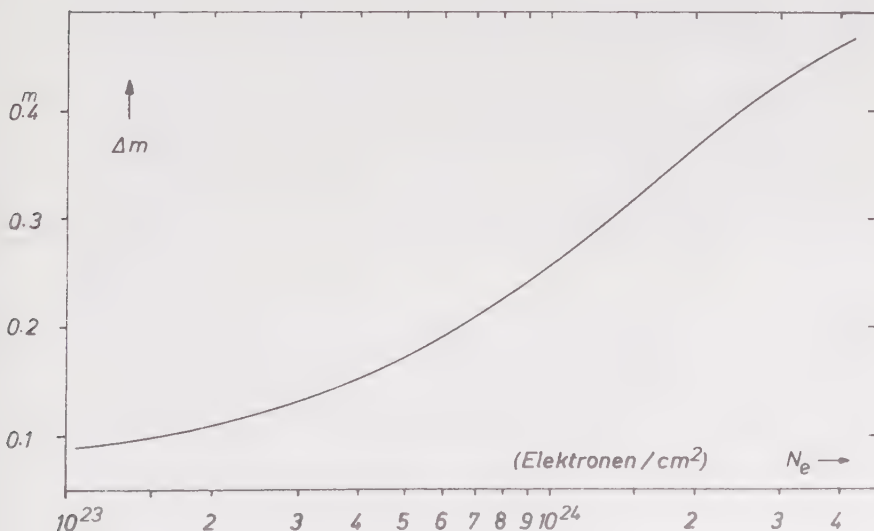
$$\Delta m = -2.5 \log \frac{R_1^2 - R_H^2 + (R_H^2 - R_2^2) e^{-\sigma_{el}}}{R_1^2}$$

Je nach Ausdehnung der HII-Region um S_2 (Abschnitt 7.3, Seite 53) sind zwei Fälle zu unterscheiden:

a) $R_H = 2.5 \cdot R_2 = 45 R_\odot$

Die Einsenkung des HM in Abhängigkeit von der Elektronendichte N_e ist in Abb. 11 wiedergegeben. Bei der angegebenen Größe der HII-Zone beträgt die Dauer der Bedeckung von S_1 (1. bis 4. Kontakt) ca. 25 Tage. In dieser Zeit ändert sich die Helligkeit von BM Cas nach Maßgabe der Werte in Abb. 10 um etwa 0.25^m bis 0.3^m . Eine derartige Abschwächung tritt (nach Abb. 11) bei einer mittleren Elektronendichte der Hülle von $1.1 \cdot 10^{24}$ Teilchen/cm² ein, d. h. die Zahl der streuenden Elektronen müßte etwa um den Faktor 10 größer sein, als die grobe Abschätzung in Abschnitt 7.5 ergeben würde, bei der allerdings nur die unterste Grenze der Hüllendichte erfaßt werden sollte. Weiterhin müßte zur Erklärung der "Flügel" des HM Absorption in den äußeren Schichten ($R \geq 45 R_\odot$) angenommen werden.

Abbildung 11



$$b) \quad R_H = 6.4 \cdot R_2 = 115 R_\odot$$

Dieser Radius wurde unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die Gasteilchen der Hülle Kreisbahnen beschreiben. Seine Größe führt zu einer Bedeckungsdauer, die mit der beobachteten übereinstimmt. Nach Abschnitt 7.5 erhält man als minimale Dichte der Hülle $1.9 \cdot 10^{23}$ Teilchen/cm². Eine Erhöhung dieses Wertes um den Faktor 2.5 reicht aus, um die beobachtete Einsenkung des Hauptminimums (0.4^m) ausschließlich durch Elektronenstreuung zu erzeugen.

In beiden betrachteten Fällen sind die beobachteten Änderungen in der Kontur des HM wahrscheinlich auf aperiodische Dichteschwankungen in der Hülle um S_2 zurückzuführen. Innerhalb der gleichen Epoche bleibt jedoch die Form des Hauptminimums in verschiedenen Farbbereichen erhalten (Filterbeobachtungen von Beyer, 1952). Dies deutet ebenfalls darauf hin, daß das Hauptminimum durch Thomson-Streuung an freien Elektronen erzeugt wird.

10. Entwicklung von BM Cas

Während der Entwicklungsweg von Einzelsternen im Hertzsprung-Russel-Diagramm von der Theorie her gut bekannt ist, gelang es erst in jüngster Zeit, die Entwicklung enger Doppelsterne auch rechnerisch zu behandeln. Obwohl BM Cas eine Periode von fast 200^d hat, kann dieses System als eng bezeichnet werden, da nach Definition von Plavec (1967) ein enges Doppelsternsystem dadurch charakterisiert ist, daß eine Komponente die andere in ihrer Entwicklung beeinflusst. Dies wird jedesmal dann der Fall sein, wenn die (ursprüngliche) Primärkomponente im Laufe ihrer entwicklungsbedingten Expansion die Rochegrenze erreicht und damit an einer weiteren Ausdehnung gehindert wird. Als Folge davon tritt ein Materieausstoß in der Nähe des inneren Lagrangepunktes ein.

Die Massenkonstanz, wesentliche Voraussetzung bei den Entwicklungsrechnungen von Einzelsternen, ist dann also bei Komponenten eines Doppelsternsystems nicht mehr gewährleistet (und wahrscheinlich auch nicht mehr für das Gesamtsystem, da eine Massenabgabe z. B. durch die äußeren Lagrangepunkte möglich ist).

Das Massenverhältnis beider Komponenten von BM Cas ($m_1/m_2 = 0.23$) wirft dieselben Probleme auf, wie die Algolsysteme. Die sichtbare "Primärkomponente" S_1 hat sich allem Anschein nach von der Hauptreihe weit entfernt; sie ist demnach in ihrer Entwicklung weiter als die "Sekundärkomponente" S_2 . Da sich ein Stern um so schneller entwickelt, je größer seine Masse ist, müßte demnach S_1 die massereichere Komponente sein, ganz im Gegensatz zur Beobachtung ($m_1 = 1.7m_\odot$, $m_2 = 7.3m_\odot$).

Dieser Widerspruch läßt sich klären durch die Annahme, daß S_1 bei der Entstehung des Systems tatsächlich der massereichere Stern war, der jedoch bei Erreichen seiner Rochegrenze in sehr kurzer Zeit (Kelvin-Helmholtz-Zeitskala)

mehr als 60% seiner Masse an S_2 abgegeben hat, was im wesentlichen eine Umkehrung des Massenverhältnisses zur Folge hatte.

In den Entwicklungsrechnungen von Kippenhahn und Weigert (1967) bzw. von Lauterborn (1970) werden drei Expansionsphasen eines Sterns (bzw. drei verschiedene Zeitpunkte in der Entwicklung einer zunächst als Einzelstern betrachteten Komponente) unterschieden, in denen sein Rochevolumen ausgefüllt werden könnte:

Phase (A) : Langsame Expansion nach Beendigung des Wasserstoff-Kern-Brennens (Verdoppelung des ursprünglichen Radius)

Phase (B) : Sehr rasche Expansion nach Ende des Wasserstoff-Brennens in einer Schale um den Heliumkern (R wächst mehr als 10-fach)

Phase (C) : Sehr rasche Expansion nach Beendigung des Helium-Kernbrennens

Nimmt man an, daß beim Massetransport in BM Cas in erster Näherung keine Materie dem gesamten System verloren ging, so hatte dieses ursprünglich etwa $9 m_{\odot}$. Der Hauptreihenradius der zunächst massereicheren, helleren Primärkomponente (B-Stern) betrug daher maximal $4 R_{\odot}$. Damit scheidet ein Erreichen der Rochegrenze (ca. $150 R_{\odot}$) in den Phasen (A) und (B) aus. Die weiter entwickelte Komponente von BM Cas dürfte erst in Phase (C), im Stadium eines Überriesen, in ihrer Expansion begrenzt worden sein. Die dadurch ausgelöste Massenabgabe änderte das Massenverhältnis so, daß die ursprüngliche Sekundärkomponente massereicher wurde und sich dabei entlang der Hauptreihe zu höheren Temperaturen bewegte. Sie wird gewöhnlich jetzt als "neue" Primärkomponente bezeichnet, da sie, infolge höherer Leuchtdichte, im Hauptminimum bedeckt wird. (Es ist zu beachten, daß bei BM Cas der das Rochevolumen ausfüllende

Stern nur deshalb als Primärkomponente bezeichnet wird, da seine Bedeckung, die hauptsächlich durch die Hülle um S_2 erfolgt, das Hauptminimum erzeugt.)

Von Lauterborn wurden (1970) Modellrechnungen zum Massenaustausch in Phase (C) für ein System mit $7m_{\odot}$ Gesamtmasse durchgeführt, die jedoch mit den angenommenen Ausgangsparametern nicht ohne weiteres auf BM Cas anwendbar sind. Interessant ist, daß auch das Doppelsternsystem W Crucis als möglicher "Phase (C)"-Fall eingestuft wird. Ein Vergleich der Systemgrößen von BM Cas mit denen von W Cru (Tabelle 8) zeigt eine so auffällige Übereinstimmung, daß beide Systeme im gleichen Entwicklungsstadium vermutet werden.

Tabelle 8

	W Cru	BM Cas
Periode P	198.53 ^d	197.28 ^d
Maximale RG K_1	65.7 km/s	62 km/s
Massenfunktion $f(m)$	5.8 $m_{\odot}$	4.8 $m_{\odot}$
m_1 / m_2	< 1	0.23
Spektrum der sichtbaren Komponente	G1 Ib	A7 Iab, Ib

11. Zusammenstellung der wichtigsten Daten von BM Cas

$\alpha_{1950} = 0^h 51^m 41^s$ Scheinbare Helligkeit $m_v = 9^m.2-9^m.6$
 $\delta_{1950} = +63^\circ 48' 50''$ Entfernung (Ass. Cas OB7) $r \approx 2400$ pc

Primärkomponente (S_1)

Absolute Helligkeit	M_{vis}	=	$-5^m.8$
Radius	R_1	=	$74 R_\odot$
Masse	m_1	=	$1.7 m_\odot$
Temperatur	T_1 eff.	=	$8000^\circ K$
Spektrum			A7 Iab oder Ib

Bahnelemente:

Amplitude der RG	K_1	=	± 62 km/s
Scheinbare Halbachse	$a_1 \sin i$	=	$238 R_\odot$
Exzentrizität	e	=	0.13
Periode (photometrisch)	P	=	197.28^d
Bahnneigung	i	$\approx$	90°

Sekundärkomponente (S_2)

Radius	R_2	$\leq$	$18 R_\odot$
Masse	m_2	=	$7.3 m_\odot$
Temperatur	T_2 eff	$>$	$15000^\circ K$
Spektrum			früher als B5
Äquatorgeschwindigkeit	v_{rot}	=	216 km/s

Hülle um S_2 :

Radius der Emissionszone (H II)	$115 R_\odot \geq R \geq 18 R_\odot$
Maximale Rotation	$v_{rot_{max}} = 216$ km/s

Gemeinsame äußere Hülle

Radius	r	=	$750 R_\odot$
Rotationsgeschwindigkeit	v	=	47 km/s

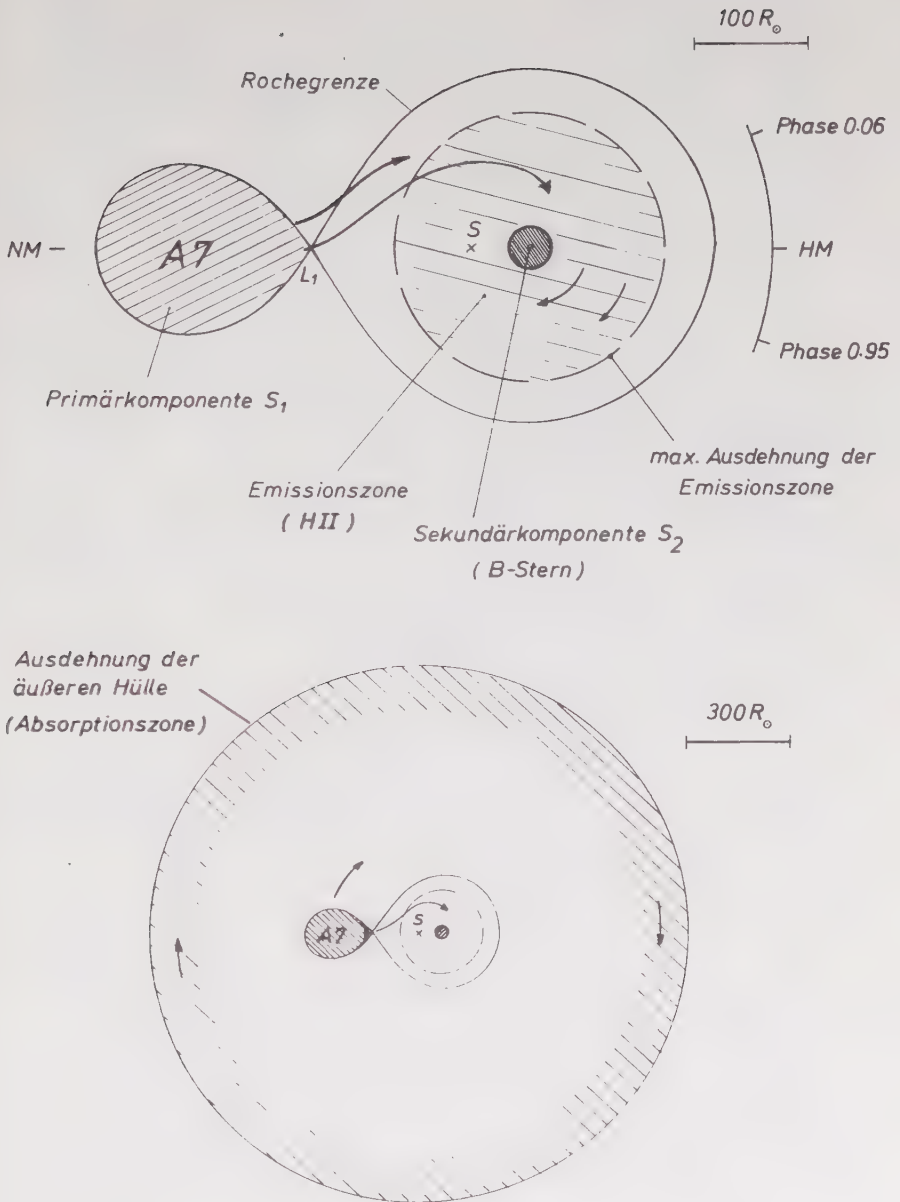


Abb. 12: Modell des Systems BM Cas

Literaturverzeichnis

- Abt, H.A. and Biggs, E.S. (1972) Bibliography of Stellar
Radial Velocities, Kitt Peak National Observatory,
Tucson, Arizona
- Allen, C.W. (1973) Astrophysical Quantities, third edition
- Barwig, H. (1969) Diplomarbeit, Universitäts-Sternwarte München
- Batten, A.H. and Fletcher, J.M. (1971) Astrophys. Space
Science, 11, 102
- Batten, A.H. (1973a) Binary and Multiple Systems of Stars,
Pergamon Press, 103
- Batten, A.H. (1973b) Binary and Multiple Systems of Stars, 208
- Beyer, M. (1935) Astron. Nachr. 255, 54
- Beyer, M. (1952) Astron. Nachr. 280, 267
- Beyer, M. (1964) Astron. Nachr. 288, 87
- Blaauw, A. (1956) Publ. Astr. Soc. Pacific 68, 495
- Brand, K. (1973) Diplomarbeit, Universitäts-Sternwarte Bonn
- DDO-Report (1937) Mon. Not. R. Astr. Soc. 97, 313
- Deutsch, A.J. (1956) Astrophys. J. 123, 210
- Dürbeck, H.W. (1974) private Mitteilung
- Duke, D. (1950) Astrophys. J. 113, 100
- Gahm, G.F. and Hultquist, L. (1972) Astron. Astrophys. 16, 329
- Groth, H.G. (1961) Zeitschr. Astrophys. 51, 206
- Guthnick, P. (1928) in Astron. Nachr. 235, 83 (1929)
- Häfner, R. (1969) Diplomarbeit, Universitäts-Sternwarte München
- Hall, D. (1971) Comm. 27 of IAU, No. 560
- Heiser, A.M. (1961) Astrophys. J. 134, 568
- Herbig, G.H. (1971) in Astron. Astrophys. 16, 329, private
Mitteilung an Gahm und Hultquist
- Herczeg, T. (1965) in Landolt-Börnstein, 1965, 506
- Hiltner, W.A. (1956) Astrophys. J. Suppl. Ser. 2, 389
- Huang, S.S. (1963) Astrophys. J. 138, 342
- Hynek, J.A. (1951) Astrophysics, first ed., New York
- Kippenhahn, R. und Weigert, A. (1967) Zeitschr. Astrophys. 65, 24
- Kopal, Z. (1959a) Close Binary Systems, 133, Intern.
Astrophys. Ser. Vol. 5

- Kopal, Z. (1959b) Close Binary Systems, 538
- Lamla, E. (1965) in Landolt-Börnstein, 1965, 370
- Lauterborn, D. (1970) Astron. Astrophys. 7, 150
- Mayall, (1943) in Harvard Bull. 917, 7, Cambridge, Mass.
- Merrill, P.W. (1958) Lines of Chemical Elements in Astronomical Spectra, Carnegie Institution of Washington, Publication 610
- Moore, C.E. (1959) A Multiplett Table of Astrophysical Interest, National Bureau of Standards
- Morgan, W.W. et al. (1953) Astrophys. J. 118, 318
- Paczynski, B. (1967) Acta Astr. 17, 355
- Parsons, S.B. (1964) Astrophys. J. 140, 853
- Petrie, R.M. (1968) Publ. Dom. Astrophys. Obs. 12, No. 9, 317
- Plavec, M. (1964) Bul. Astron. Inst. Czechoslovakia Vol. 15, 165
- Plavec, M. (1967) in "On the Evolution of Double Stars", ed. J. Dommanget, p. 133, Commun. Obs. R. Belgique, Ser. B, No. 17
- Plavec, M. (1969) in: Stellar Rotation, p. 141, ed. A. Slettebak
- Pöllitsch, G. (1975) priv. Mitteilung
- Popper, D.M. (1947) in Princeton Contrib. No. 22, 15
- Popper, D.M. (1948) Publ. Astr. Soc. Pacific 60, 249
- Popper, D.M. (1962) Publ. Astr. Soc. Pacific 74, 129
- Rosendhal, J.D. (1970a) Astrophys. J. 160, 627
- Rosendhal, J.D. (1970b) Astrophys. J. 159, 107
- Ruprecht, J. (1966) in Catalog of Star Clusters and Associations, G. Alter et al., Prague 1958-, "supplement. card" No. 2455
- Russel, N. (1914) Astrophys. J. 40, 282
- Sahade, J. (1964) in Transactions IAU, Vol. XII B p. 494
- Sahade, J. (1966) in: Stellar Evolution, ed. R.F. Stein and A.G. Cameron, p. 450, New York
- Schmidt-Kaler, T. (1958) Astron. Nachr. 284, 76
- Schmidt-Kaler, T. (1965a) in Landolt-Börnstein, 303
- Schmidt-Kaler, T. (1965b) in Landolt-Börnstein, 298
- Semeniuk, I. (1962) Acta Astron. Vol. 12, No. 2, p. 122
- Slettebak, A. (1949) Astrophys. J. 110, 498

- Strömgren, B. et al. (1937) *Astrophys. J.* 86, 593
- Strömgren, B. (1939) *Astrophys. J.* 89, 526
- Struve, O. und Wurm, K. (1938) *Astrophys. J.* 88, 84
- Struve, O. (1950) *Stellar Evolution*, Princeton University Press, p. 137
- Struve, O. (1952) *Publ. Astr. Soc. Pacific* 64, 180
- Thackeray, A.D. (1971) *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 154, 103
- Thiessen, G. (1956) *Zeitschr. Astrophys.* 39, 65
- Underhill, A.B. (1954) *Publ. Astr. Soc. Pacific* 66, 334
- Unsöld, A. (1955) *Physik der Sternatmosphären*, 2nd ed., 481
- Warner, B. and Garstang, R.H. (1963) *Equivalent Width Measurements in Late Type Stars*, Commun. University London Observatory, No. 60
- Wellmann, P. (1939) *Zeitschr. Astrophys.* 18, 142
- Wellmann, P. (1950/52/53) AG-Mitteilungen
- Wellmann, P. (1956) private Mitteilung
- Wellmann, P. (1957) in DDO-Report, *Astron. J.* 62 (9), 284
- Wellmann, P. (1970) private Mitteilung

Lebenslauf

Name: Heinz Dieter Barwig

Geburtsdatum: 31. Januar 1942

Geburtsort: München

Eltern: Dipl.-Ing. Hans Barwig
Margarete Barwig, geb. Pohl

Schulen: 1948-1952 Volksschule in München
1952-1961 Altes Realgymnasium München
Reifezeugnis vom 19. Juli 1961

Studium: WS 1961 - SS 1969 Studium der Physik
an der Universität München
Diplomhauptprüfung am 16. Mai 1969
Thema der Diplomarbeit:
Zur Automatisierung der Linieneinstellung
bei Wellenlängenmessungen in Sternspektren

Tätigkeit: August 1969 bis Dezember 1969
Angestellter bei der Firma Messerschmitt-
Bölkow-Blohm GmbH, München
Januar 1970 bis heute
wissenschaftlicher Angestellter am
Institut für Astronomie und Astrophysik
der Universität München
Hier entstand die vorliegende Arbeit.

